



Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4π INDRA

P. Ecomard

► To cite this version:

P. Ecomard. Premières expériences de multifragmentation à l'aide du multidétecteur 4π INDRA. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1995. Français. NNT: . in2p3-00010207

HAL Id: in2p3-00010207

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00010207>

Submitted on 2 Feb 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE CAEN

THÈSE

présentée

par

Pierre ECOMARD

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Spécialité : **PHYSIQUE NUCLÉAIRE**

Sujet :

**Premières expériences de multifragmentation à l'aide du
multidécteur 4π INDRA**

Soutenue le 01 mars 1995 devant le jury composé de :

Monsieur	M. LOUVEL	Président
Monsieur	D. ARDOUIN	
Monsieur	F. HANAPPE	Rapporteur
Madame	M-F. RIVET	Rapporteur
Monsieur	F. SAINT-LAURENT	
Monsieur	J-P. WIELECZKO	

UNIVERSITÉ DE CAEN

THÈSE

présentée

par

Pierre ECOMARD

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE CAEN

Spécialité : PHYSIQUE NUCLÉAIRE

Sujet :

**Premières expériences de multifragmentation à l'aide du
multidétecteur 4π INDRA**

Soutenue le 01 mars 1995 devant le jury composé de :

Monsieur	M. LOUVEL	Président
Monsieur	D. ARDOUIN	
Monsieur	F. HANAPPE	Rapporteur
Madame	M-F. RIVET	Rapporteur
Monsieur	F. SAINT-LAURENT	
Monsieur	J-P. WIELECZKO	

PLAN

Introduction.....	1
I. Physique des ions lourds.....	1
II. La multifragmentation.....	3
II.1. Description.....	3
II.2. Aspects théoriques.....	4
III. L'expérience.....	6
III.1. L'objectif.....	6
III.2. L'analyse.....	7
 Chapitre I : Le dispositif expérimental.....	9
I. L'accélérateur.....	10
II. Le détecteur.....	13
II.1. Les contraintes.....	13
II.1.1. Contraintes géométriques.....	13
II.1.2. Contraintes d'identification en énergie.....	13
II.2. Le système de détection.....	13
II.3. Principe d'identification.....	20
II.3.1. Cristaux de CsI.....	20
II.3.2. Phoswichs.....	21
II.3.3. Méthode (E- Δ E).....	21
II.4. Electronique associée au système de détection.....	21
II.4.1. Electronique de traitement du signal.....	22
II.4.2. Le trigger.....	25
II.4.3. Electronique de contrôle et d'acquisition.....	25
III. Matrices d'identification.....	25
IV. Identification en charge.....	29
V. Les codes d'identification.....	30
V.1. Fragments s'arrêtant dans une chambre d'ionisation.....	30
V.2. Arrêt de deux fragments dans deux modules d'une même Chio.....	30
V.3. Arrêt dans deux étages différents d'un même module.....	30

Chapitre II : Physique des détecteurs Silicium.....32

I. Approche théorique.....	32
I.1. Pouvoir d'arrêt.....	32
I.1.1. Pouvoir d'arrêt électronique.....	32
I.1.2. Pouvoir d'arrêt nucléaire.....	34
I.1.3. Fluctuations.....	34
I.1.4. Calcul du pouvoir d'arrêt.....	35
I.2. Détecteurs à semiconducteurs.....	36
I.2.1. Réalisation d'un détecteur Silicium.....	36
I.2.2. Propriétés.....	36
I.3. Analyse du signal.....	39
I.3.1. Déficit balistique.....	40
I.3.2. Codage en charge.....	40
I.4. Défaut de collection.....	41
I.4.1. Perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée.....	42
I.4.2. Perte d'énergie par collisions nucléaires.....	42
I.4.3. Perte de charge par recombinaison.....	42
II. Etalonnage en énergie.....	43
II.1. Le simulateur.....	43
II.2. Points d'étalonnage.....	44
II.2.1. Particules légères.....	44
II.2.2. Ions lourds.....	46
II.3. Défaut de collection.....	49
II.3.1. Polarisation des détecteurs.....	49
II.3.2. Corrections du PHD.....	50
II.3.3. Cas particulier des détecteurs faiblement surpolarisés.....	53
II.4. Contrôle de l'épaisseur des détecteurs.....	55
II.4.1. Particules alphas.....	56
II.4.2. Points de rebroussement.....	56
II.4.3. Ions lourds.....	56

Chapitre III : Simulation des collisions entre deux noyaux.....59

I. Les modèles.....	60
I.1. Les modèles de type dynamique.....	60
I.2. Les modèles de type statistique.....	60
II. Comparaison de deux simulateurs.....	61
II.1. Le simulateur GENEVE.....	62
II.1.1. Le modèle de voie d'entrée.....	62
II.1.2. Le modèle de désexcitation.....	66
II.2. Le simulateur EUGENE.....	72
II.2.1. Le modèle de voie d'entrée.....	72
II.2.2. Le modèle de désexcitation.....	74
II.3. Comparaison.....	78

Chapitre IV : Résultats expérimentaux.....80

I. Efficacité de détection.....	80
II. Distributions en multiplicité totale.....	82
III. Distributions en charge.....	83
III.1. Distributions en charge à différents angles.....	83
III.2. Distributions en charge intégrées	85
IV. Distributions en multiplicité de fragments.....	90
V. Distributions angulaires.....	92
VI. Charge des fragments.....	96
VI.1. Diagramme de Dalitz.....	96
VI.2. Corrélation (Multiplicité totale, Charge).....	98
VII. Comparaison avec un modèle.....	101
VII.1. Voie d'entrée.....	101
VII.1.1. Energie d'excitation.....	101
VII.1.2. Moment angulaire.....	103
VII.2. Voie de désexcitation.....	105
VII.2.1. Multiplicité moyenne de fragments.....	105
VII.2.2. Distributions en charge.....	106

Chapitre V : Comparaison de nos données avec des résultats de la littérature.....108

I. Distribution de probabilité d'émission des fragments.....108

I.1. La problématique.....108

I.2. le détecteur.....110

I.3. L'analyse.....112

I.3.1. Classement des événements.....113

I.3.2. Test de notre simulation.....114

I.3.3. Probabilités d'émission de n fragments.....116

I.4. Conclusion.....120

II. Mode de désexcitation des noyaux.....120

II.1. Problématique.....120

II.2. Discussion.....122

II.2.1. Aspects théoriques.....122

II.2.2. Aspects expérimentaux.....123

II.2.3. Résultats expérimentaux obtenus avec INDRA.....125

III. Influence du nombre de sources.....129

Conclusion.....131

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds de Caen (GANIL), dont Monsieur Samuel Harar est le directeur.

Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) pour le financement de mes trois années de thèse.

Je remercie également mon directeur de thèse, Monsieur François Saint-Laurent, pour les suggestions et corrections apportées à mon travail.

Enfin, je tiens à remercier Madame Marie-France Rivet pour le temps consacré à l'étude et aux améliorations de mon mémoire de thèse.

Introduction

I. Physique des ions lourds

Dans le domaine de la physique nucléaire avec des ions lourds, un axe de recherche important actuellement est l'étude des propriétés des noyaux dans des états extrêmes de perturbation. On cherche en particulier à comprendre les mécanismes d'explosion d'un noyau à partir des caractéristiques des particules émises. L'intérêt des collisions entre ions lourds est de permettre la formation d'un système nucléaire fortement comprimé et excité.

Chronologiquement, c'est dans le domaine des basses énergies ($E \leq 10$ MeV/u) et des hautes énergies ($E \geq 100$ MeV/u) qu'ont été étudiées les premières réactions entre ions lourds.

A basse énergie, l'interaction entre les deux noyaux est régie par des effets collectifs et des effets de champ moyen. Les noyaux de fusion complète se désexcitent, après thermalisation, par émission de particules légères ou par fission. Pour des collisions périphériques ou à paramètres d'impact intermédiaires, les caractéristiques cinématiques des noyaux produits sont expliqués par l'existence de processus profondément inélastiques.

A haute énergie, ce sont les collisions nucléon-nucléon qui prédominent. Les collisions centrales conduisent à une explosion totale du système. Les collisions plus périphériques sont bien décrites par un mécanisme appelé participant-spectateur dans lequel seule la région de recouvrement géométrique entre les deux noyaux interagit ("boule de feu").

Le domaine des énergies intermédiaires, accessible depuis une dizaine d'années, a permis d'observer une grande diversité de phénomènes dont certains restent encore actuellement mal connus. L'expérience montre par exemple que la formation d'un noyau de fusion regroupant l'ensemble des nucléons appartenant aux noyaux projectile et cible est de plus en plus improbable lorsque l'énergie du faisceau augmente. Ce caractère incomplet d'une réaction de fusion est expliqué par l'émission de particules légères dans les premières étapes de la réaction (émission de prééquilibre).

Récemment, des expériences effectuées au laboratoire de l'Université du Michigan (MSU), à partir d'un multidétecteur 4π de particules chargées (BOW 91), ont fait apparaître une augmentation importante de la section efficace de production de fragments de charge $Z \geq 3$ (appelés fragments de masse intermédiaire ou IMF), pour les collisions les plus centrales. La figure 1 montre les distributions de multiplicité d'IMF obtenues pour le

système Xe+Au à 50 MeV/u. La sélection en violence de la collision est réalisée en imposant des fenêtres en multiplicité de particules chargées mesurées N_c . On constate que le nombre moyen d'IMF augmente fortement avec la multiplicité de particules chargées, c'est-à-dire avec la violence de la collision. Les codes de désintégration séquentielle qui reproduisent bien ce type d'observables à basse énergie de bombardement ($E \leq 20$ MeV/u) sont par contre incapables d'expliquer une telle évolution pour cette énergie.

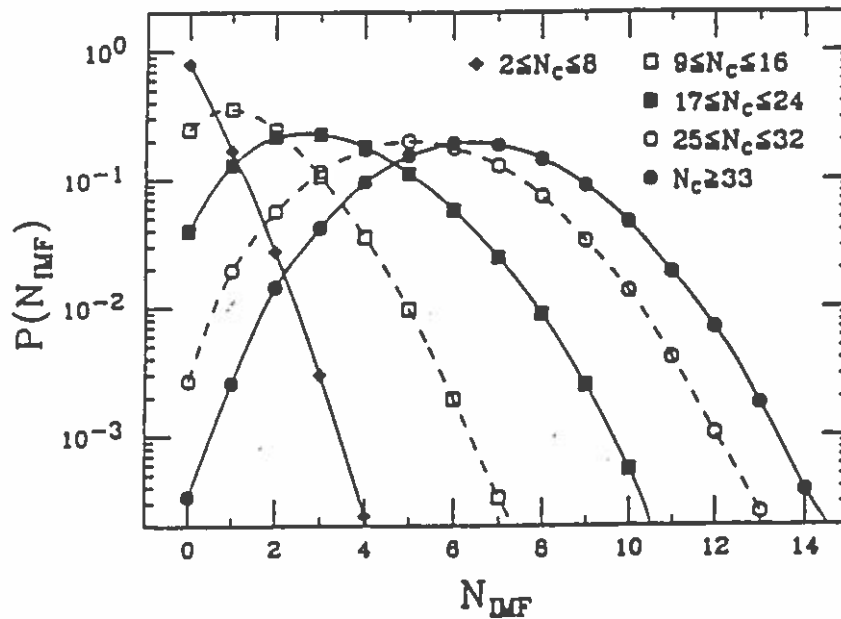


Figure 1 : Distribution de multiplicités d'IMF pour le système Xe+Au à 50 MeV/u. Extrait de la référence (BOW 91).

Une observable qui paraît bien adaptée pour déterminer quand et comment s'effectue la transition d'un mécanisme de désexcitation vers un autre est l'énergie d'excitation par nucléon du noyau. Cette hypothèse est basée sur les résultats d'une expérience réalisée au GANIL sur le système Kr+Au à 43 MeV/u, qui a montré une évolution avec l'énergie d'excitation du mode de désintégration des noyaux (BIZ 93). Le noyau source considéré dans cette étude est la quasi-cible détectée en coïncidence avec un quasi-projectile, et le calcul de l'énergie d'excitation de ce noyau est obtenu à partir d'une hypothèse de transfert massif. Les diagrammes de Dalitz de la figure 2 montrent l'évolution du mode de désexcitation du noyau en fonction de son énergie d'excitation par nucléon. Ce type de représentation permet de comparer les tailles relatives des trois plus gros fragments détectés événement par événement (Voir chapitre IV). Pour une énergie

d'excitation faible ($\epsilon^* < 2,5$ MeV/u), on voit que l'on détecte en majorité deux gros fragments en coïncidence avec un petit, ce qui traduit un processus de fission binaire. Lorsque l'énergie d'excitation par nucléon du noyau augmente, le peuplement progressif de la zone centrale du triangle indique un mécanisme de production de plusieurs fragments de charges comparables.

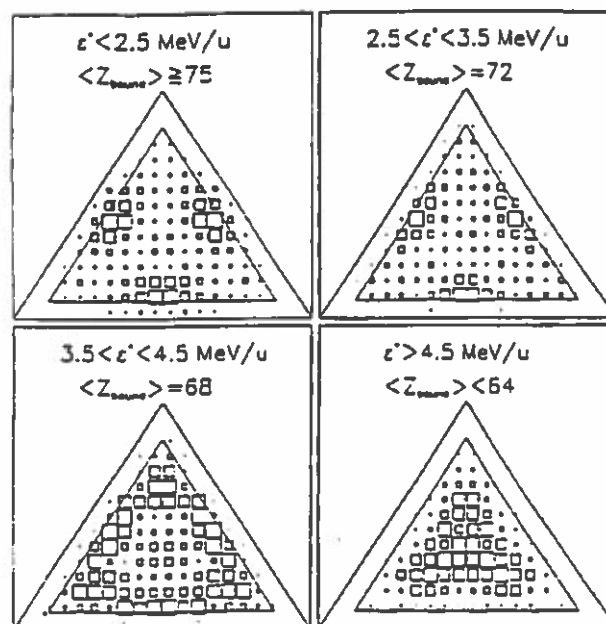


Figure I.b : Représentation de Dalitz du mode de désexcitation de la quasi-cible du système Kr+Au à 43 MeV/u. Extrait de la référence (BIZ 93).

II. La multifragmentation

II.1. Description

On désigne par multifragmentation le mécanisme de désexcitation des noyaux correspondant à une émission de nombreux fragments de masses intermédiaires ($Z \geq 3$). L'autre caractéristique importante de ce mode de désintégration est le temps très court pendant lequel cette émission a lieu.

L'interprétation communément admise est qu'un système multifragmente parce qu'il a atteint une zone de basse densité. Dans la référence (NGO 88), l'auteur propose une explication du mécanisme basée sur des variations locales de la densité nucléaire.

Dans le milieu nucléaire existent deux types de forces, les forces coulombiennes répulsives à longue portée et les forces nucléaires attractives à courte portée. Un noyau de densité normale peut être assimilé à un fluide homogène de matière nucléaire, dont les propriétés sont imposées par un champ moyen créé par l'ensemble des nucléons : la densité nucléaire varie peu d'un point à un autre (figure 3.a).

Si le volume du noyau est important (faible densité), il se forme des amas de nucléons (agrégats ou "cluster"), et la densité nucléaire peut varier fortement d'un point à un autre (figure 3.b). Le noyau est dans ce cas très instable car le champ coulombien à longue portée pourra écarter les différents amas les uns des autres, provoquant ainsi une cassure du système initial.

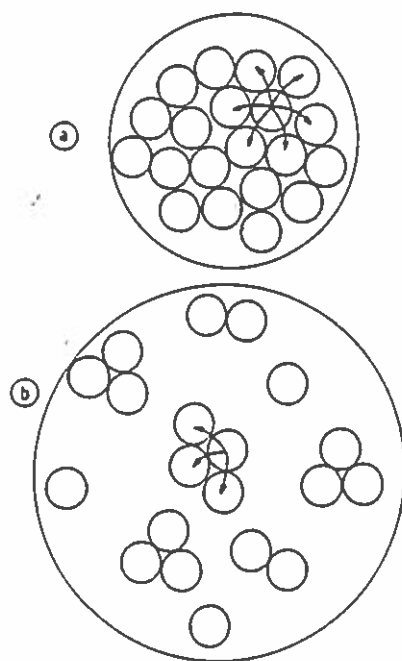


Figure 3.a et 3.b : Représentation schématique de la formation d'agrégats. Extrait de la référence (NGO 88).

II.2. Aspects théoriques

Toutes les approches théoriques peuvent se classer dans deux grandes catégories, dynamiques ou statistiques. Les modèles dynamiques décrivent les collisions nucléaires en fonction du temps de collision, alors que les modèles statistiques s'intéressent à la désexcitation des systèmes nucléaires formés.

Un exemple de modèle statistique est le modèle de Gross (GRO 93) qui considère la désexcitation d'un noyau de faible densité à l'équilibre thermodynamique. L'hypothèse de base est que la matière nucléaire est déjà fragmentée. La densité moyenne du noyau est faible, de sorte que la distance séparant les différents fragments (1 à 3 fm) est suffisamment importante pour que les forces nucléaires soient négligeables. Le système évolue alors sous le seul effet du champ coulombien des fragments.

Le paramètre déterminant dans ce modèle est l'énergie d'excitation du noyau. La figure 4 montre le résultat d'un calcul microcanonique effectué pour un noyau de ^{131}Xe (NGO 88). En fonction de l'énergie d'excitation du noyau, le modèle prévoit une diminution relative de l'évaporation au profit de la fission binaire, puis l'apparition de la multifragmentation qui devient dominante au-dessus de 650 MeV.

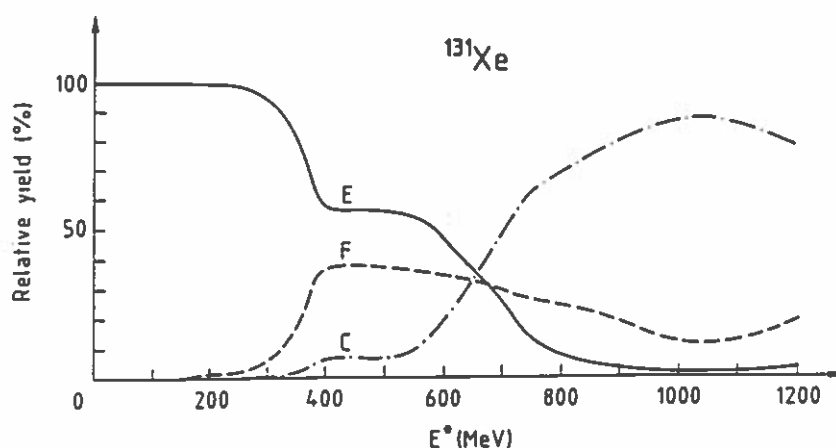


Figure 4 : Fonctions d'excitation des différentes voies de sortie calculées dans le cadre du modèle statistique de Gross. Le label C (cracking) correspond ici à la multifragmentation. Extrait de la référence (NGO 88).

Dans un modèle de type dynamique (SUR 89), on admet qu'une partie de l'énergie incidente est convertie en énergie de compression au début de la collision. Cette hypothèse se base sur des résultats expérimentaux indiquant une apparente saturation de l'énergie thermique déposée dans les noyaux (SAI 88). Les effets de compression peuvent entraîner le système vers une région de l'espace (densité, température) dans

laquelle il est dynamiquement instable, et provoquer sa multifragmentation s'il y reste suffisamment longtemps.

Il est en principe possible, à partir d'équations du type Landau-Vlasov, de calculer l'évolution de la densité de matière dans l'espace des phases pour un système hors équilibre. La figure 5 présente l'évolution dans le temps du rapport entre la densité nucléaire moyenne et la densité à l'équilibre, dans le cas des collisions centrales du système Ca+Ca, et pour différentes énergies incidentes. On voit que lorsque l'énergie de bombardement augmente, des densités de plus en plus faibles sont atteintes et le retour vers une densité normale est plus long, ou impossible.

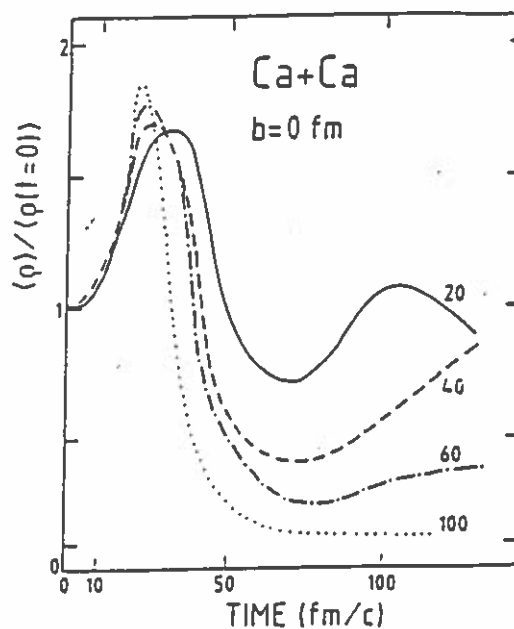


Figure 5 : Variations du rapport entre la densité moyenne et la densité à l'équilibre pour les collisions centrales du système Ca+Ca. Extrait de la référence (GAN 93).

III. L'expérience (E209-E210)

III.1. L'objectif

L'objectif de la campagne d'expériences, tel qu'il apparait dans les demandes de temps de faisceau, est de comprendre les mécanismes qui provoquent la multifragmentation. On étudiera pour cela les caractéristiques des produits de

désexcitation de différents noyaux formés en modifiant de manière continue un seul paramètre de la voie d'entrée.

Le rôle de la compression sera examiné dans le cas de la désexcitation d'un noyau de masse proche de 250, obtenu à partir de différents systèmes à même énergie incidente par nucléon. Dans cette situation, on espère que seule l'asymétrie de masse de la voie d'entrée est changée, cette asymétrie étant reliée au taux de compression.

Les effets liés à la taille du système (effets de surface, effets coulombiens, compression) seront recherchés dans les produits de désexcitation des noyaux de différentes tailles formés avec une même énergie d'excitation par nucléon. On notera que les calculs Landau-Vlasov prévoient que la multifragmentation est favorisée dans le cas des systèmes lourds. On s'attend également à ce que les effets de surface, dominants dans le cas des petits systèmes, soient de plus en plus faibles à mesure que la taille du système augmente.

La distinction entre la nature statistique ou dynamique de la multifragmentation sera faite en comparant les produits de désexcitation des deux noyaux intervenant dans les transferts très inélastiques de systèmes symétriques.

Enfin, une mesure du temps d'émission des fragments sera obtenue à partir des distributions angulaires et des distributions de vitesse des fragments (Voir chapitre V).

III.2. L'analyse

La compréhension des mécanismes de la multifragmentation nécessite d'isoler le système qui multifragmente et de connaître avec précision ses caractéristiques (taille, énergie d'excitation, temps d'émission des fragments). Ces informations sont contenues par l'ensemble des particules et des fragments émis pendant la réaction, ce qui suppose de détecter événement par événement, et de ne garder à priori que les événements complets ou quasi-complets en charge et en impulsion.

Dans le premier chapitre, les caractéristiques du multidétecteur INDRA, et les principes d'identification liés aux différents types de détecteurs qui le composent, sont présentés. Le deuxième chapitre est consacré aux problèmes de calibration des jonctions Silicium du détecteur, ainsi qu'aux solutions apportées.

Dans le chapitre III, nous rappelons les mécanismes physiques sur lesquels s'appuient différents modèles contenus dans les simulateurs.

Enfin, les chapitres IV et V montrent les résultats expérimentaux obtenus pour le système $\text{Xe} + \text{Sn}$, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u.

Chapitre I : Le dispositif expérimental

A faible énergie incidente ($E \leq 10$ MeV/u), les réactions induites par ions lourds peuvent conduire, selon la valeur du paramètre d'impact, à la formation d'un noyau composé ou à un mécanisme de transfert très inélastique. La désexcitation du noyau composé se fait par évaporation de particules légères ou par fission.

En raison des corrélations cinématiques existant entre les deux partenaires de processus à deux corps tels que la fission, on peut limiter le dispositif expérimental à une zone réduite de l'espace.

Les caractéristiques d'une source qui multifragmente sont en revanche déterminées par l'ensemble des particules émises, ce qui suppose de détecter et d'identifier des noyaux sur un large domaine de l'espace des phases. La détection des particules à partir de dispositifs couvrant une partie réduite de l'espace physique a déjà été réalisée (Voir par exemple la référence (KEH 92)), mais elle est limitée en principe aux réactions conduisant à une forte focalisation vers l'avant des produits de la réaction (réactions asymétriques en cinématique inverse). Une partie plus ou moins importante de l'information est cependant perdue en raison des zones mortes et des problèmes inévitables de double comptage.

Pour ces raisons, les physiciens ont été amenés depuis quelques années à construire des multidétecteurs couvrant la quasi-totalité de l'espace physique (multidétecteurs " 4π "). Les qualités de détection de ces appareils sont cependant souvent incomplètes en charge et en énergie. Le multidétecteur INDRA est le dernier né de cette génération de détecteurs 4π . Ses possibilités de détection sont très supérieures à celles des autres détecteurs de particules chargées utilisés jusqu'à maintenant.

Le but de ce chapitre est tout d'abord de décrire le système de détection, en montrant comment les contraintes imposées par la physique sont respectées. Nous présenterons ensuite brièvement les méthodes d'identification liées aux différents types de détecteurs, puis nous décrirons l'électronique associée au système de détection. La dernière partie du chapitre est consacrée aux matrices d'identification et aux techniques de résolution en charge. Des informations plus complètes sont disponibles dans les références (GAN 93), (IND 94 a), et (IND 94 b).

I. L'accélérateur

Nous avons utilisé pour nos expériences les capacités du complexe accélérateur du GANIL (figure I.1). Cet accélérateur se présente comme un ensemble de trois cyclotrons permettant de fournir des faisceaux d'ions lourds sur un large domaine d'énergie. Le premier étage accélérateur se compose d'un cyclotron injecteur (CO1 ou CO2) qui délivre des ions à partir d'éléments solides ou gazeux d'une source RCE (Résonance Cyclotronique des Electrons).

Le principe de fonctionnement d'une source RCE est de créer une interaction résonante entre une onde électromagnétique et un plasma confiné dans un dispositif appelé miroir magnétique (LOI 81). La condition de résonance est que la fréquence de l'onde excitatrice soit égale à la fréquence ω_c associée au mouvement d'un électron accéléré dans un cyclotron (fréquence cyclotronique des électrons). Elle est donnée par :

$$\omega_c = \frac{eB}{m} \quad (I.1)$$

m , e sont la masse et la charge de l'électron.

B est le champ magnétique qui règne dans le miroir magnétique.

Sous l'effet de la composante du champ électrique de l'onde perpendiculaire au champ magnétique du dispositif, les électrons acquièrent une énergie suffisante pour augmenter l'ionisation initiale du plasma par collisions électrons-ions. Les ions multichargés sont alors extraits du plasma en portant la source à un potentiel positif.

Ces ions sont injectés dans un premier cyclotron à secteurs séparés CSS1 afin d'y être accélérés. Ils sont ensuite portés à un état de charge plus élevé par "épluchage". Cette étape, qui consiste à faire passer le faisceau à travers un éplucheur solide constitué d'une feuille mince de carbone, conduit à une gamme d'états de charge différents pour les ions. Le réglage du faisceau sur un état de charge donné s'accompagne alors d'une diminution du flux de particules qui peut atteindre 90%.

L'étape suivante est l'injection des ions dans un deuxième cyclotron à secteurs séparés CSS2, afin d'obtenir une seconde accélération. On sélectionne alors l'impulsion des ions issus du CSS2 à l'aide d'un spectromètre à haute résolution, qui règle la valeur de la rigidité magnétique $B\rho$. Celle-ci est donnée par :

$$B\rho = \frac{AV}{q} \quad (I.2)$$

A , V sont la masse et la vitesse finale de l'ion.

q est l'état de charge de l'ion, c'est-à-dire le nombre d'électrons séparant cet ion de l'atome neutre.

La rigidité magnétique $B\rho$ est connue avec une grande précision (10^{-5}) par une mesure basée sur l'effet de Résonance Magnétique Nucléaire. La largeur en énergie du faisceau, compte tenu de l'ouverture des fentes du spectromètre, est généralement de 0,5%.

Une méthode souvent utilisée pour changer l'énergie du faisceau sans modifier les réglages est d'interposer une cible épaisse avant les aimants d'analyse. La diminution d'énergie obtenue peut atteindre 50%, mais elle s'accompagne d'une diminution de l'intensité du faisceau liée aux dispersions en angle et en énergie introduites par la cible de ralentissement.

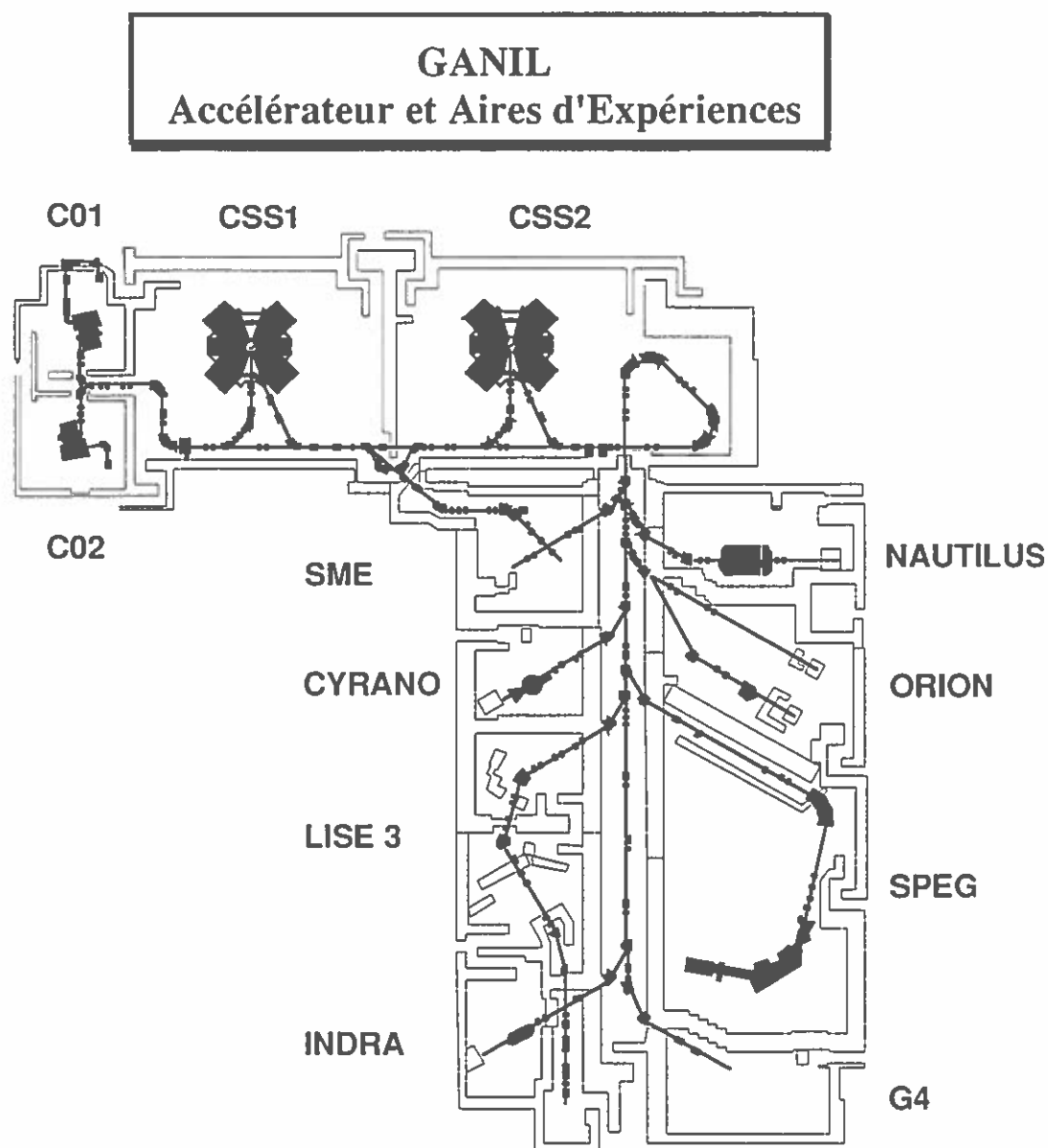


Figure I.1 : Accélérateur et aires d'expériences du GANIL.

II. Le détecteur INDRA

Le détecteur INDRA est constitué d'un ensemble de couronnes axées sur la direction du faisceau. La figure I.2 présente une vue générale et une coupe longitudinale du détecteur.

II.1. Les contraintes

II.1.1. Contraintes géométriques

Afin de réduire au maximum la perte d'information engendrée par les particules et les fragments non détectés, on est conduit à utiliser un détecteur couvrant la quasi-totalité de l'espace. La zone couverte ne peut atteindre qu'une fraction de 4π (90% dans notre cas) par suite de l'existence de zones mortes entre les différents modules et de la dimension finie du faisceau. Ce détecteur doit également disposer d'un nombre de modules de détection suffisamment élevé (granularité) pour que le taux de détection multiple dans un même module soit faible, même pour les multiplicités de particules chargées les plus élevées.

II.1.2. Contraintes d'identification en énergie

Les particules légères et les fragments produits lors de la désexcitation des noyaux excités présentent des distributions en énergie très larges. Afin d'obtenir une grande dynamique d'identification en charge et en énergie des particules émises, on a été amené à associer plusieurs types de détecteurs, chacun d'eux étant affecté à un domaine particulier d'identification en charge et en énergie.

II.2. Le système de détection

Les caractéristiques mécaniques du système de détection ont été conçues par ordinateur (figure I.3). Le multidétecteur se compose de 17 couronnes dont l'axe de symétrie correspond à l'axe du faisceau, chaque couronne étant peuplée d'un certain nombre de modules de détection (entre 8 et 24 selon la couronne).

Une des caractéristiques d'INDRA est le grand nombre de détecteurs : 12 détecteurs phoswichs NE102/NE115, 96 chambres d'ionisation, 180 détecteurs Silicium, 324

scintillateurs CsI(Tl), et 8 télescopes d'étalonnage. La couverture géométrique correspond à 90% de 4π .

La concentration de détecteurs est plus importante vers l'avant. On sait en effet que la vitesse d'entraînement du système focalise les produits de la réaction dans cette région. L'importance de cet effet dépend naturellement du couple projectile-cible considéré et de l'énergie de bombardement. Afin de conserver une taille raisonnable pour les détecteurs, la distance qui sépare la cible des détecteurs a été en partie ajustée en fonction du domaine angulaire (en angle polaire) couvert par la cible.

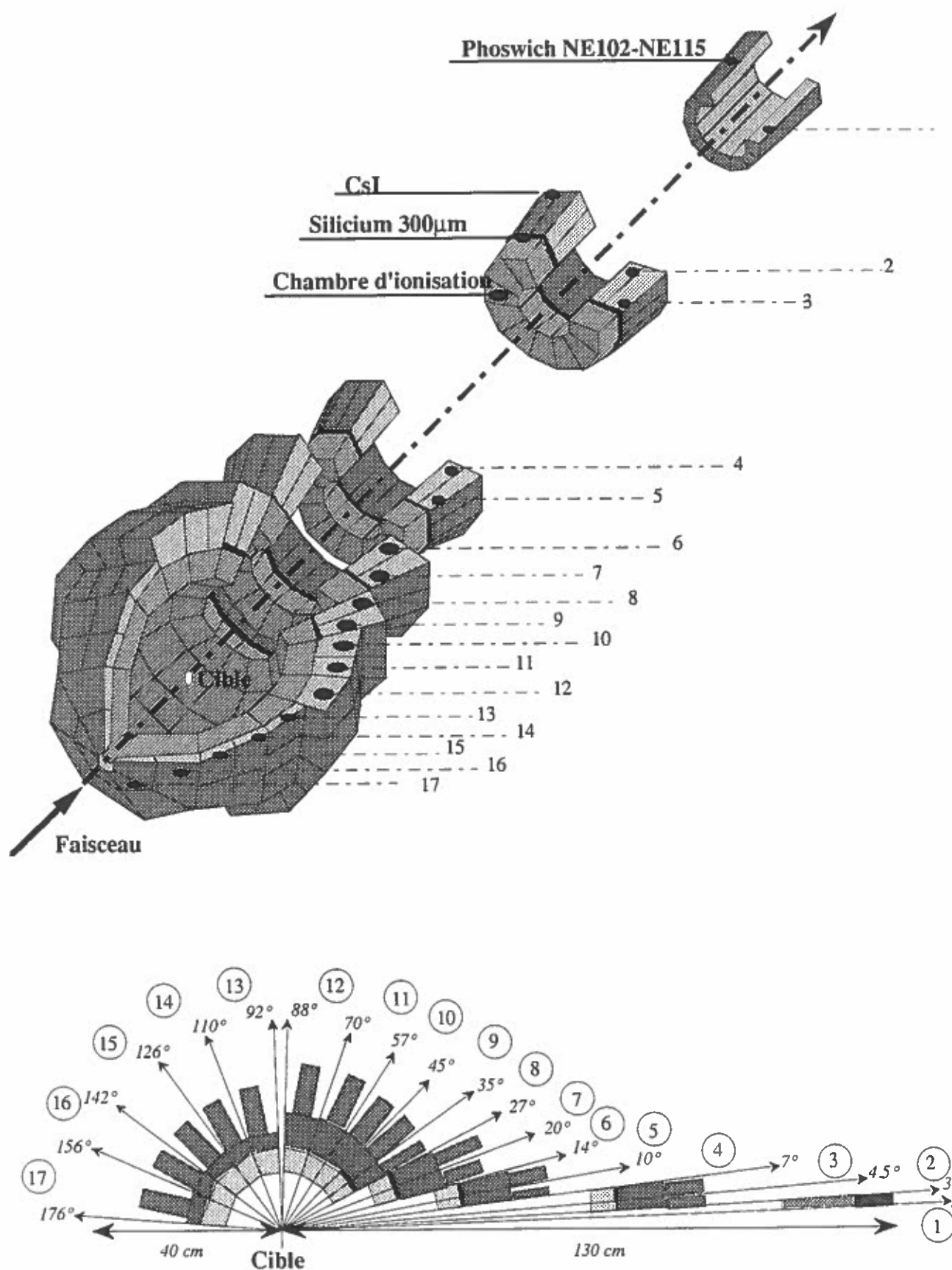


Figure I.2 : Vue générale du détecteur

Caractéristiques du détecteur INDRA

Phoswich NE102 - NE115								
Cour N°	θ_{\min} (°)	θ_{\max} (°)	N	$\Delta\phi$ (°)	e NE102 (mm)	e NE115 (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	d (cm)
1	2	3	12	30	0.5	250	0.37	130

CsI							Si	Chambre d'ionisation				
Cour N°	θ_{\min} (°)	θ_{\max} (°)	N	$\Delta\phi$ (°)	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)	e (μm)	$\Delta\phi$ (°)	N	n CsI	d (cm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3	4.5	12	30	138	0.74	300	30	12	3	65.4	2.9
3	4.5	7	24	15	138	1.01	300			4	38.4	10.3
4	7	10	24	15	138	1.70	300			4	25	37.7
5	10	14	24	15	138	3.21	300			4	12	86.0
6	14	20	24	15	97	7.01	300	30	12	4	12	183
7	20	27	24	15	97	11.2	300			4	12	155
8	27	35	24	15	90	15.8	300			4	12	240
9	35	45	24	15	90	26.4	300			4	12	338
10	45	57	24	15	76	39.6	/	45	8	2	12	144
11	57	70	24	15	76	50.3	/			2	12	144
12	70	88	24	15	48	81.0	/			2	12	144
13	92	110	24	15	60	82.3	/			2	12	144
14	110	126	16	22.5	50	93.5	/	45	8	2	12	144
15	126	142	16	22.5	50	73.1	/			2	12	144
16	142	157	8	45	50	91.2	/			2	12	144
17	157	176	8	45	50	50.9	/			2	12	144

Légende : N : Nombre de détecteurs par couronne d : Distance à la cible
 e : Epaisseur du détecteur θ : Angle polaire
 $\Delta\Omega$: Angle solide couvert par le détecteur ϕ : Angle azimutal
 n : Nombre de CsI associés à une Chio

Tableau I.1 : Caractéristiques géométriques du détecteur INDRA.

INDRA

DAPNIA (Saclay)
GANIL (Caen)
IPN (Orsay)
LPC (Caen)

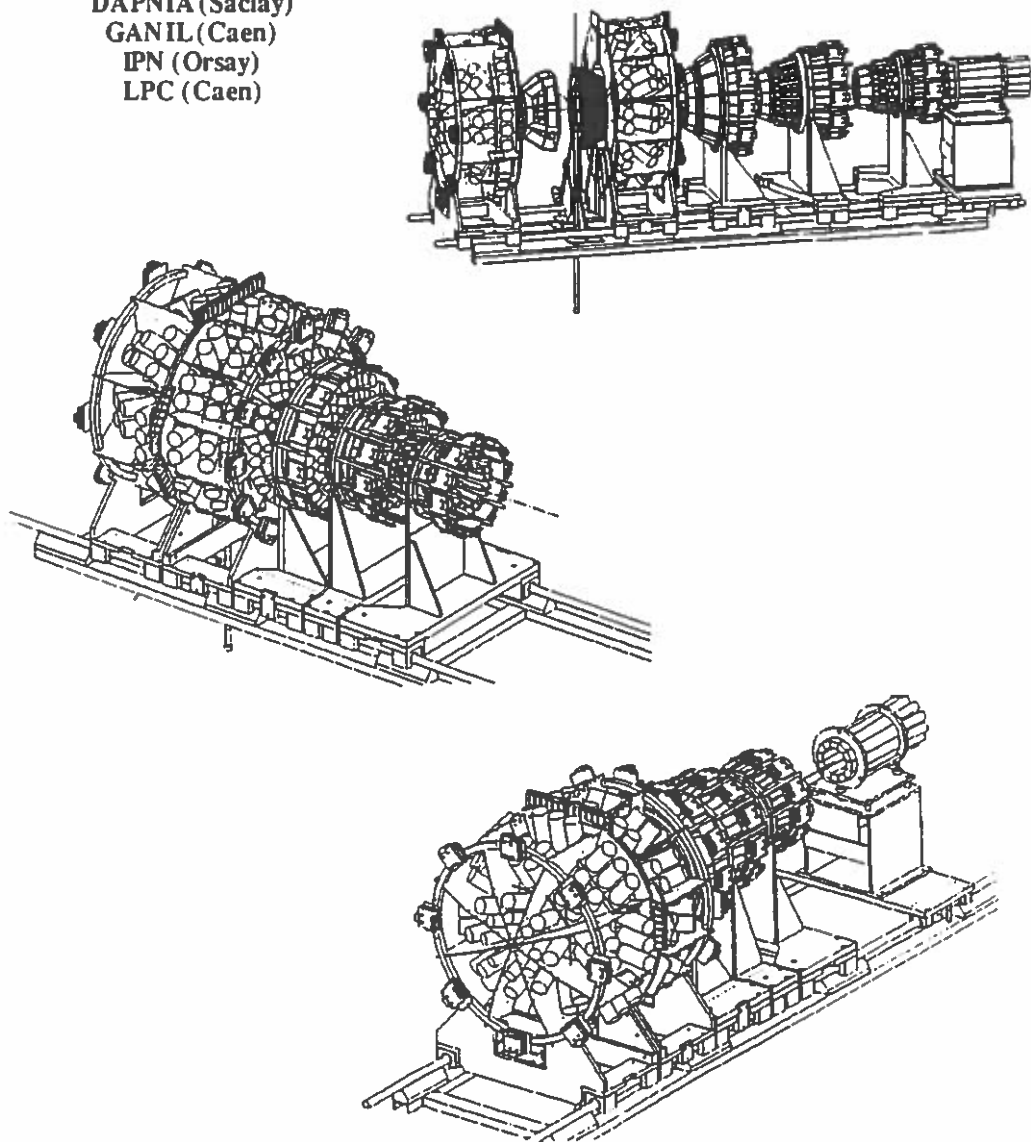


Figure I.3 : Multidécteur 4π INDRA.

Selon la constitution des modules de détection, il apparaît 3 zones :

- Une zone composée de détecteurs phoswichs, entre 2° et 3° .
- Une zone composée de télescopes triples (Chambre d'ionisation+Si+CsI), entre 3° et 45° .
- Une zone composée de télescopes doubles (Chambre d'ionisation+CsI), entre 45° et 88° , et entre 92° et 176° .

Le choix de télescopes triples (figure I.4) permet d'éviter une coupure "haute énergie" dans les distributions en énergie des fragments. Un ion lourd de grande énergie qui dépose trop peu d'énergie dans la chambre d'ionisation pourra être identifié dans l'étage (Si-CsI). On peut de cette façon identifier aussi bien des protons de 1 MeV que des ions très lourds de 4 GeV, soit une dynamique d'identification en énergie de 4000. En raison de la vitesse d'entraînement du système projectile-cible, aucun fragment de grande énergie n'est attendu au-delà de 45° . Par conséquent, pour ce domaine angulaire, deux étages de détection suffisent.

Une coupure "basse énergie" est par contre inévitable en raison du seuil de déclenchement des discriminateurs, et également parce qu'il faut qu'une particule traverse complètement le premier étage d'un télescope pour être identifiée. Le choix d'un détecteur gazeux est particulièrement intéressant puisque l'épaisseur de matière traversée est faible, homogène, et peut être ajustée par la pression du gaz. On a obtenu ainsi de très faibles seuils d'identification en énergie et une très bonne identification en charge.

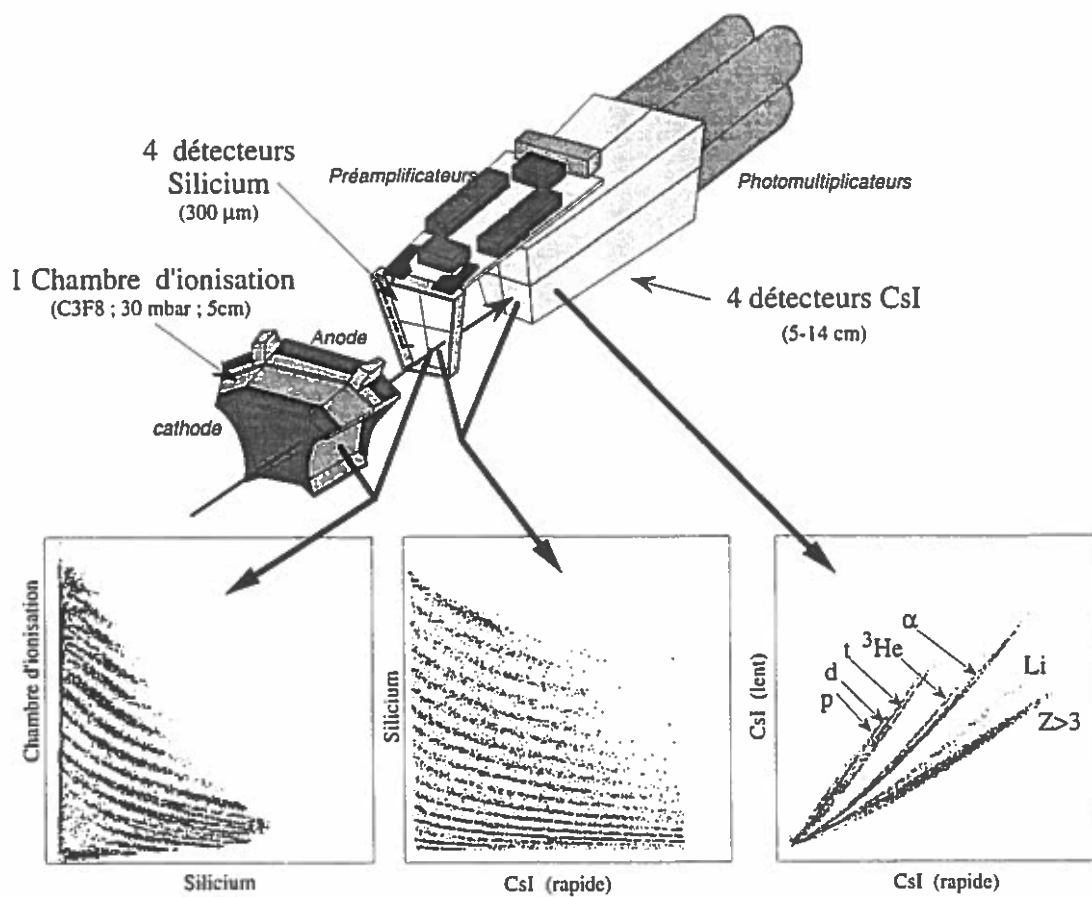
Les chambres d'ionisation d'INDRA sont constituées de deux feuilles de mylar de $2,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur ($0,356 \text{ mg.cm}^{-2}$), séparées par 5 cm de gaz C_3F_8 . Pour les expériences réalisées, la pression était de 50 mbar pour les couronnes 2 à 9 ($\theta < 45^\circ$), et de 30 mbar pour les couronnes 10 à 17 ($\theta > 45^\circ$). La figure I.5 présente les seuils d'identification obtenus aux angles avants ($3^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$), pour le système Gd + U à 36 MeV/u, et pour une pression voisine de 30 mbar. Ces seuils correspondent pour chaque noyau de charge Z à la traversée complète de la chambre d'ionisation, augmentée de l'énergie nécessaire pour atteindre le maximum de la courbe de Bragg.

Les détecteurs Si ont une épaisseur moyenne égale à $300 \mu\text{m}$. Ce sont des détecteurs à plages, ce qui a permis d'éviter une augmentation des zones mortes. L'angle solide couvert par chaque plaquette est égal à celui de la chambre d'ionisation associée, et chaque zone individuelle est associée à un scintillateur CsI (figure I.4).

Les scintillateurs CsI sont utilisés pour leur bonne résolution en énergie. Ils ont permis également la séparation isotopique des particules de charge $Z=1$ à $Z=4$ par la méthode de discrimination sur la forme de l'impulsion.

INDRA

Télescope triple

Figure I.4 : Module de détection d'INDRA ($3^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$).

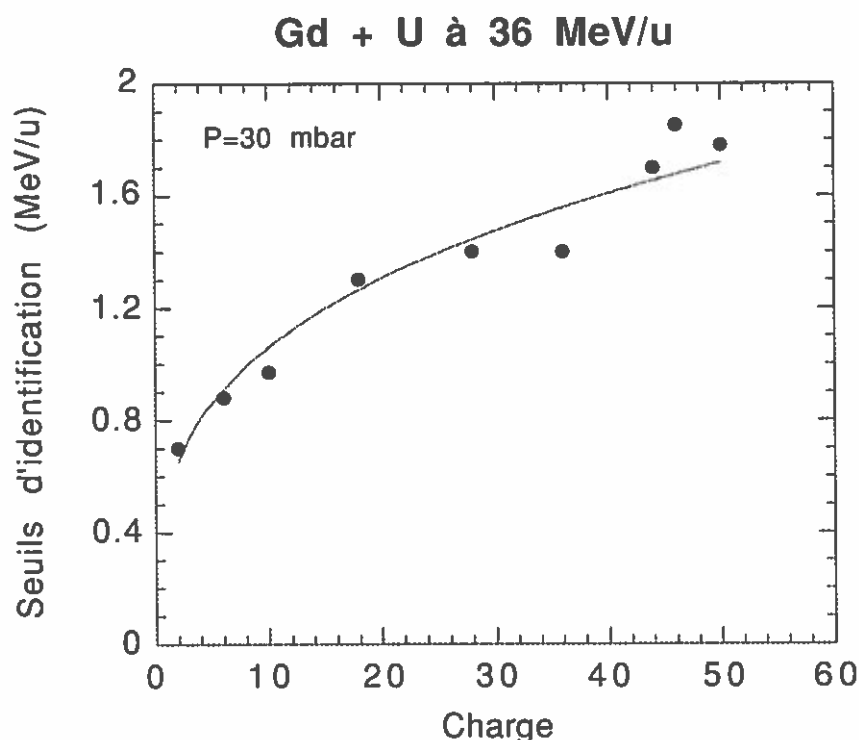


Figure I.5 : Seuils d'identification des ions en fonction de leur charge, pour une pression dans la chambre d'ionisation égale à 30 mbar.

II.3. Principe d'identification

II.3.1. Cristaux de CsI

On identifie en masse et en énergie les particules légères les plus rapides à partir de cristaux de CsI dopés au Thallium. Ce type de scintillateur possède la propriété d'émettre une impulsion lumineuse qui dépend de la nature et de l'énergie de la particule détectée. Cette dépendance s'explique par la loi de décroissance de l'émission de photons (KES 69) :

$$L(t) = L_1 \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + L_2 \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \quad (\text{I.3})$$

Les quantités L_1 et L_2 dépendent de l'énergie déposée par la particule, et le rapport L_1/L_2 de la nature de cette particule.

τ_1 est la constante de temps rapide. Elle est inversement proportionnelle à la densité d'ionisation de la particule. τ_2 est la constante de temps lente. Elle dépend peu de la nature et de l'énergie de la particule.

On extrait l'information contenue par L_1 et L_2 à partir d'un double codage en charge du signal électronique associé à $L(t)$, les deux portes d'intégration ayant des largeurs fixées par τ_1 et τ_2 . Les quantités obtenues Q_R et Q_L , rapportées dans une représentation biparamétrique, permettent alors d'identifier les particules.

II.3.2. *Phoswichs*

Ce sont des détecteurs constitués de deux scintillateurs plastiques. La méthode de discrimination entre les particules est voisine de celle utilisée pour un cristal de CsI(Tl). Le scintillateur mince, formé de NE102, délivre une impulsion de courte durée. Le scintillateur épais, constitué de NE115, donne une impulsion plus lente.

Le grand intérêt d'un détecteur phoswich est de supporter des taux de comptage très élevés, cette propriété étant due à une constante de temps de décroissance courte. Le principal défaut est que le nombre de photons émis est relativement faible, ce qui se traduit par une faible résolution en énergie.

II.3.3. *Méthode (E- ΔE)*

Cette méthode consiste à utiliser un détecteur mince dans lequel la particule chargée dépose une partie de son énergie ΔE , et un détecteur suffisamment épais qui arrête cette particule. La formule de Bethe, qui caractérise la perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière, permet de relier les deux énergies déposées E et ΔE (LEO 87) :

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \approx C_1 \frac{AZ^2}{E} * \text{Log} \left(\frac{C_2 E}{A} \right) \quad (\text{I.4})$$

Δx est l'épaisseur du détecteur mince.

E est l'énergie déposée par la particule de charge Z et de masse A dans le détecteur épais.

C_1 et C_2 sont des constantes dépendant du matériau.

A partir d'une matrice d'identification ($E, \Delta E$), on peut alors accéder à la charge de la particule détectée et éventuellement à sa masse si la résolution en énergie est suffisante.

II.4. Electronique associée au système de détection

L'électronique d'INDRA est composée de trois parties principales :

- L'électronique de traitement du signal : préamplificateurs, amplificateurs, discriminateurs, convertisseurs analogique-numérique.
- L'électronique de déclenchement et de sélection des événements (trigger).
- L'électronique de contrôle de l'expérience.

Afin d'obtenir une réduction du nombre de modules et de connexions, les standards classiques NIM, CAMAC, et VME ont été en partie remplacés par le standard VXI (VME eXtension for Instrumentation). L'intérêt de ce nouveau standard, par rapport au VME, réside dans la grande taille des modules, ce qui permet une forte intégration de l'électronique, et dans l'existence de bus supplémentaires, ce qui a permis de réaliser un contrôle à distance des différents modules. L'existence de fortes contraintes sur la compatibilité électronique des modules a par ailleurs autorisé une diminution de la diaphonie et de la sensibilité au bruit électronique ambiant (BER 93).

II.4.1. Electronique de traitement du signal

Les fonctions électroniques à réaliser, selon le type de détecteur, sont représentées figure I.6.

II.4.1.1. Chambre d'ionisation et Si

Le signal de sortie du préamplificateur de charge est distribué vers un amplificateur rapide et vers un amplificateur lent. Le signal délivré par l'amplificateur rapide est envoyé vers un discriminateur à fraction constante, et servira au marquage des voies, au déclenchement des codeurs, et à la prise de décision d'acceptation ou de rejet de l'événement (Trigger). Le signal délivré par l'amplificateur lent est envoyé vers un convertisseur analogique-digital. Afin de respecter la grande dynamique d'identification en énergie demandée, on utilise une méthode de double codage en charge avec deux gains différents (COP 90, BER 93).

Il est prévu également des fonctions de multiplexage analogique et logique (aiguillage d'un signal sur une voie unique) qui permettent l'observation des signaux à distance avec un oscilloscope. Ces fonctions sont notées Mult. Anal. et Mult. Log. sur la figure I.6.

II.4.1.2. Phoswichs et CsI

Tous les modules nécessaires pour ces détecteurs sont dans le standard VXI. L'identification des particules est obtenue par la méthode de discrimination sur la forme de l'impulsion. L'électronique associée comprend un convertisseur analogique-digital qui réalise un codage en charge sur deux voies, une rapide et une lente.

Le signal analogique issu du photomultiplicateur est aiguillé (Splitter) vers plusieurs fonctions :

- Multiplexage Analogique (noté Mult. Anal.).
- Amplification, puis discrimination (DFC).
- Retard, puis entrée du codeur QDC 2 voies.

Le signal issu du DFC sert au déclenchement du codeur et participe à la prise de décision d'acceptation ou de rejet de l'événement (Trigger).

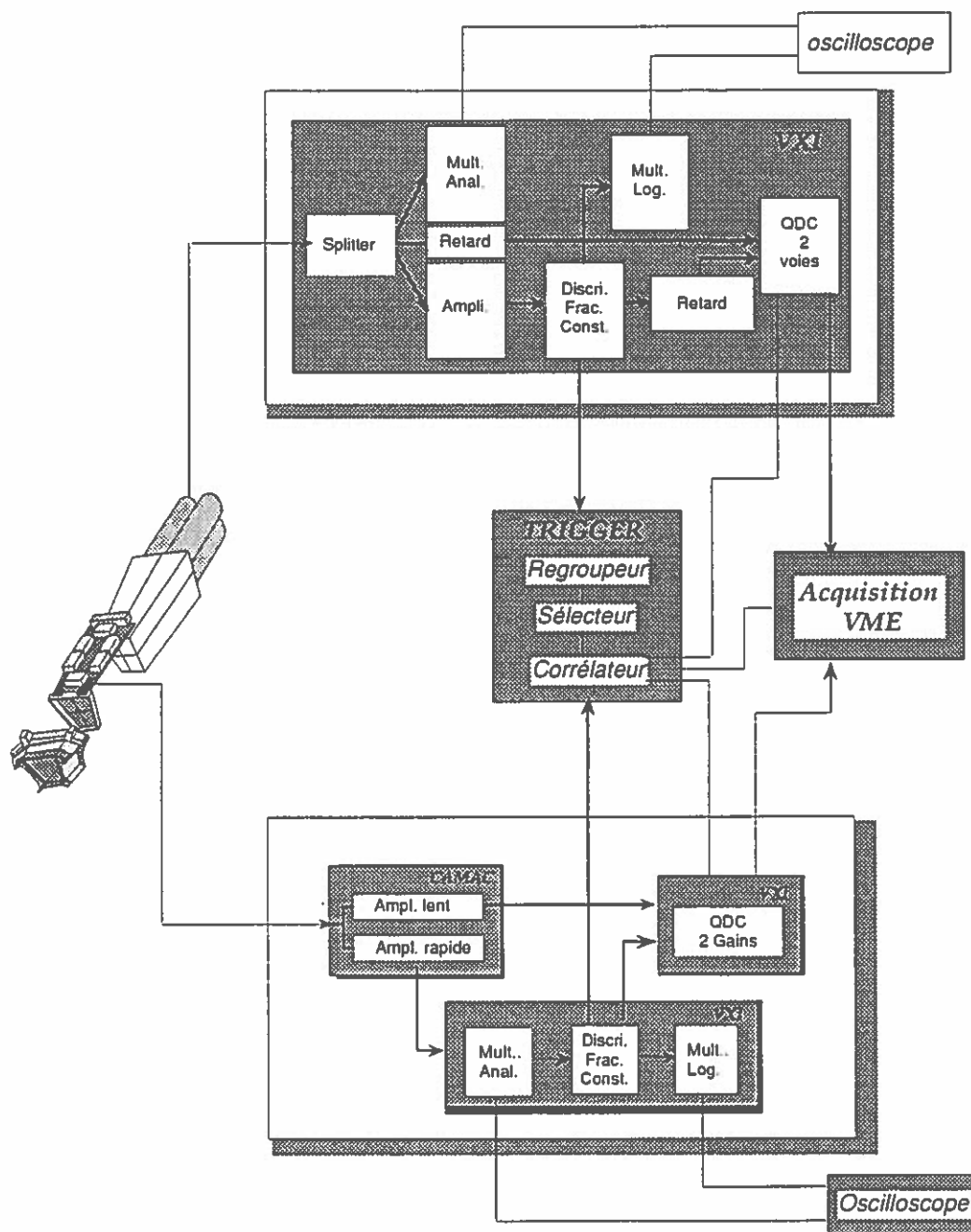


Figure I.6 : Fonctions électroniques des différents types de détecteurs.

II.4.2. Le trigger

Le mode habituel de sélection des événements, pour lequel l'ouverture des codeurs est décidée par le trigger (mode synchrone), nécessite l'utilisation de lignes à retard de grande longueur sur les voies analogiques, ce qui provoque une détérioration des signaux. Un moyen d'éviter ce problème a consisté à mettre au point un nouveau mode de fonctionnement logique : le mode asynchrone. Dans ce mode, les signaux logiques rapides donnés par les différentes voies de détection (sorties des DFC) sont envoyés non seulement vers le trigger afin qu'une décision soit prise concernant l'événement, mais également vers les codeurs pour déclencher l'ordre d'intégration des signaux analogiques. Le rôle du "trigger" n'est alors plus de déclencher l'ouverture des codeurs, mais seulement de valider l'ordre de codage. Si l'événement n'est pas accepté, chaque voie se remet automatiquement à zéro en attente d'une prochaine particule. Une description plus complète du trigger d'INDRA est présentée dans la référence (GAN 91).

II.4.3. Electronique de contrôle et acquisition

La totalité de l'électronique d'INDRA est située dans la salle expérimentale. Aussi les commandes de réglages (seuils des discriminateurs, gains des amplificateurs, hautes tensions), ainsi que les contrôles des signaux électroniques, ont été effectués à distance. Une présentation détaillée de cette électronique est donnée dans la référence (IND 94 b).

III. Matrices d'identification

Les figures présentées dans ce paragraphe sont extraites de la référence (IND 94 a).

La figure I.7 montre une matrice ($\Delta E(\text{Chio})-E(\text{Si})$) obtenue après superposition des spectres de tous les modules des couronnes 2 à 5, pour le système Ar + Ni à 32 MeV/u. L'identification des charges est observée jusqu'à $Z=27$, même pour les énergies les plus faibles. La figure I.8 est un exemple de spectre ($\Delta E(\text{Chio})-E(\text{CsI})$) donné par les 24 modules de la couronne 12, pour le système Ar + Ni à 95 MeV/u.

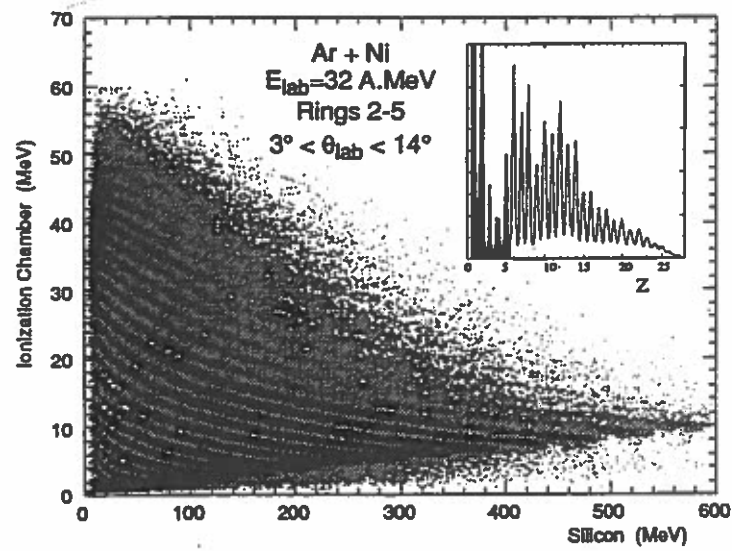


Figure I.7 : Représentation $(\Delta E(\text{Chio})-E(\text{Si}))$ pour les détecteurs des couronnes 2 à 5.

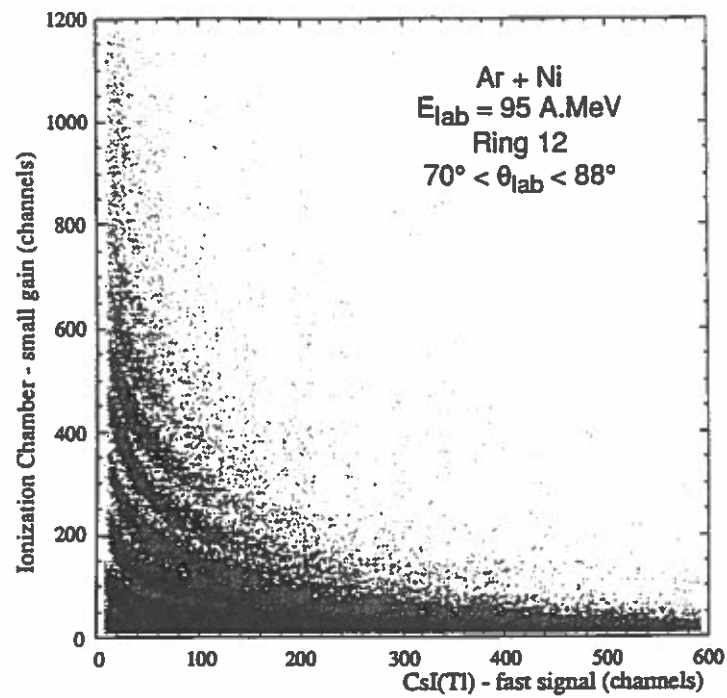


Figure I.8 : Représentation $(\Delta E(\text{Chio})-E(\text{CsI}))$ pour les détecteurs de la couronne 12.

La figure I.9 correspond à une matrice ($\Delta E(\text{Si})$ - $E(\text{CsI})$) d'un module de la couronne 2, pour le système Xe + Sn entre 25 MeV/u et 50 MeV/u. L'identification des charges est réalisée jusqu'à $Z=54$. L'encadré donne la même matrice avec le grand gain. On constate une séparation nette entre les particules de charges $Z=1$ et $Z=2$.

L'identification des noyaux dans un détecteur phoswich apparaît sur la représentation (Composante rapide-Composante lente) de la figure I.10, pour le système Kr + Al à 60 MeV/u. Les particules sont identifiées jusqu'à la charge $Z=37$. La ligne proche de l'axe des ordonnées est créée par les fragments qui s'arrêtent dans le scintillateur mince NE 102.

La figure I.11 est un exemple des représentations (Composante rapide-Composante lente) données par les détecteurs CsI(Tl). On voit que la séparation isotopique des éléments est obtenue pour les noyaux de charges $Z=1$ à $Z=4$.

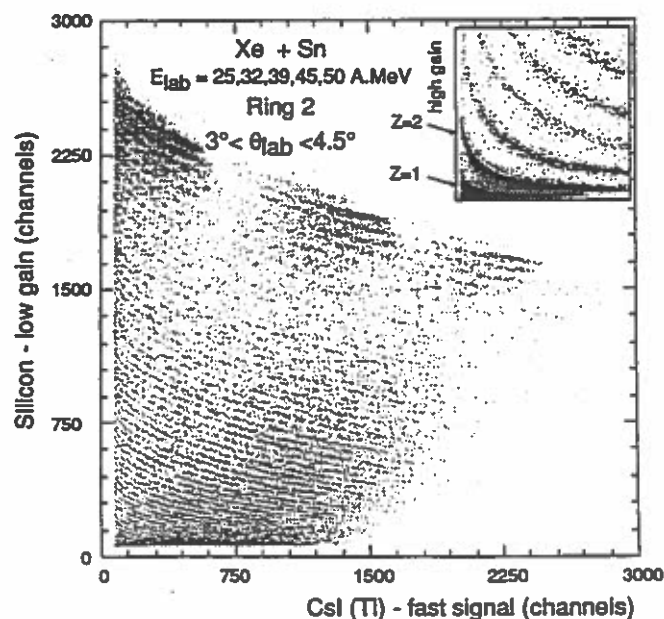


Figure I.9 : Représentation ($\Delta E(\text{Si})$ - $E(\text{CsI})$) pour un module de la couronne 2. L'encadré correspond au même type de matrice avec le grand gain.

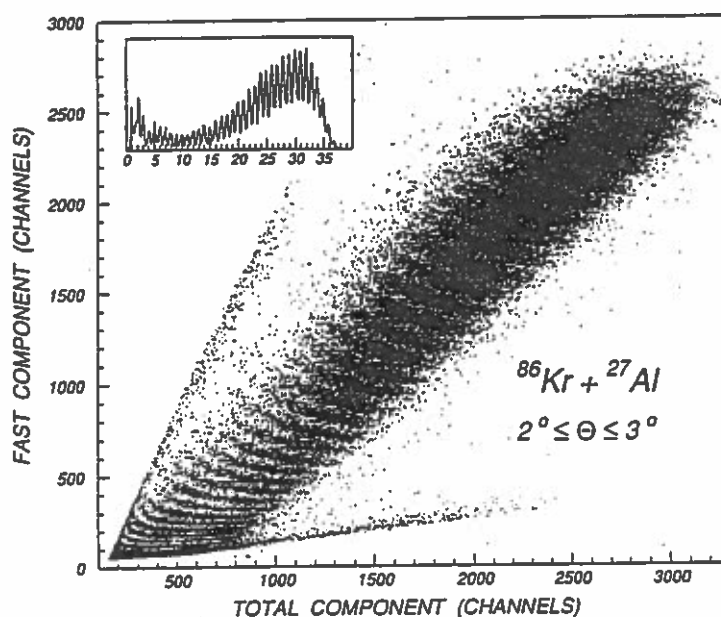


Figure I.10 : Représentation (Composante rapide-Composante lente) d'un détecteur phoswich. L'encadré montre la résolution en charge.

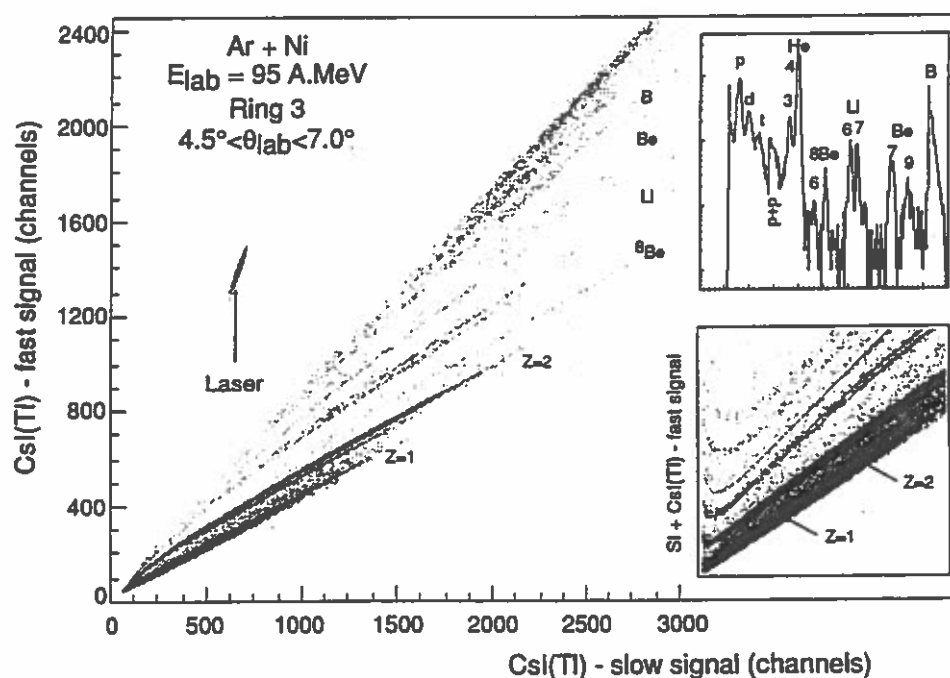


Figure I.11 : Représentation (Composante rapide-Composante lente) d'un détecteur Csl(Tl) de la couronne 3. L'encadré du haut montre la séparation isotopique des éléments.

IV. Identification en charge

En raison du grand nombre de détecteurs, une méthode de recherche entièrement automatisée des lignes de Z était nécessaire. Cette technique, développée dans la référence (BEN 94), est basée sur l'identification des lignes de crêtes par détection de contours. La pente des lignes, ainsi que la distance qui les sépare, est obtenue à partir des tables de perte d'énergie.

La figure I.12 montre une matrice ($\Delta E(\text{Si})$ - $E(\text{CsI})$) du système Gd + U à 36 MeV/u. Les courbes sont un ajustement des lignes de crêtes expérimentales données par l'équation :

$$f(x) = A(Z) + \frac{B(Z)}{x + C(Z)} + \frac{D(Z)}{x^2 + E(Z)} \quad (\text{I.5})$$

où A, B, C, D, E sont des polynômes en Z.

L'incertitude sur la mesure de la charge d'un fragment est, avec cette méthode, d'environ une demi-unité de Z.

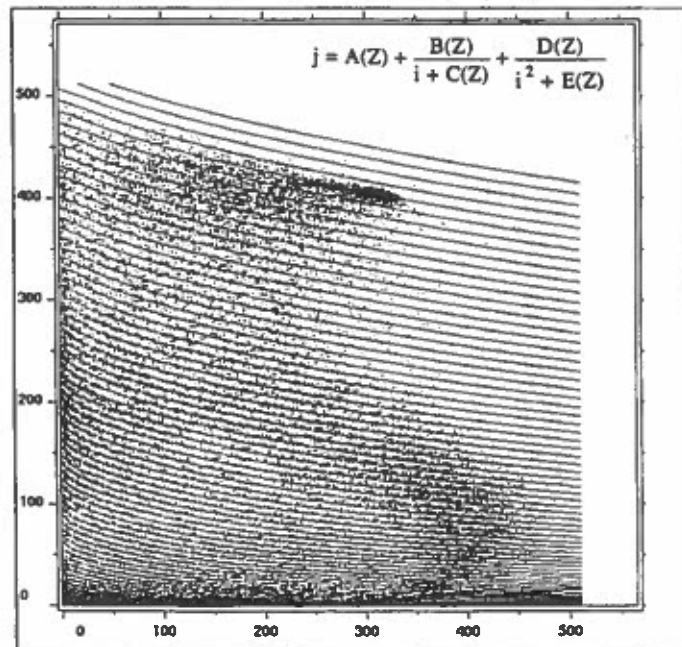


Figure I.12 : Matrice ($\Delta E(\text{Si})$ - $E(\text{CsI})$), pour le système Gd + U à 36 MeV/u (couronne 3, module 6). Les courbes sont un ajustement des lignes de crêtes expérimentales.

V. Les codes d'identification

Les seuils d'identification en énergie, ainsi que la constitution particulière des étages de détection (une chambre d'ionisation commune à 4 Silicium et 4 CsI), conduisent parfois à une indétermination de la charge des particules. Les noyaux mal identifiés en charge sont repérés dans le programme général par un code d'identification. Nous avons décidé d'exclure ces particules des distributions en charge. Par contre, nous les avons conservées dans les distributions en multiplicité totale. Ce paragraphe décrit brièvement quelques cas typiques et les solutions apportées.

V.1. Fragments s'arrêtant dans une chambre d'ionisation

Lorsqu'un fragment s'arrête dans une chambre d'ionisation, on ne peut pas déterminer sa charge. Par contre, on connaît l'énergie déposée à partir des courbes d'étalonnage. Les matrices d'identification ($\Delta E(\text{Chio})-E(\text{Si})$) indiquent l'énergie minimale que doit avoir une particule de charge Z pour traverser la chambre d'ionisation et déclencher le Silicium. Cette énergie seuil est une fonction croissante de la charge de l'ion. L'énergie déposée par une particule permet donc d'accéder à une limite inférieure de sa charge.

V.2. Arrêt de deux fragments dans deux modules communs à une même chambre d'ionisation.

On considère le cas de deux fragments 1 et 2 ayant déposé les énergies ΔE_1 et ΔE_2 dans une chambre d'ionisation, et les énergies E_1 et E_2 dans les étages suivants. Expérimentalement, on ne connaît pas ΔE_1 et ΔE_2 , mais seulement leur somme. On fait alors l'approximation $\Delta E_1 = \Delta E_2$, et on en déduit des valeurs approchées des charges des fragments.

Une solution conduisant à des identifications en charges plus correctes (en moyenne sur un grand nombre d'événements) serait de tirer de manière aléatoire la charge Z_1 dans la distribution en charge de la couronne touchée, et ainsi d'en déduire ΔE_1 , puis ΔE_2 et Z_2 .

V.3. Arrêt dans deux étages différents (Silicium et CsI) d'un même module.

C'est en général ce qui se produit lorsque le double comptage est créé par une particule légère et par un fragment. On peut alors identifier la particule légère par la méthode de discrimination sur la forme de l'impulsion (cf §II.3.1), et en déduire une estimation de sa perte d'énergie dans la Chio et le Si. L'identification du fragment est obtenue à partir des énergies restantes.

On retiendra donc que deux fragments détectés dans deux modules voisins ayant en commun une même chambre d'ionisation sont en général mal identifiés. En revanche, lorsqu'une particule légère et un fragment s'arrêtent dans un même module, leurs charges sont souvent bien mesurées.

Chapitre II : Physique des détecteurs Silicium.

La première partie de ce chapitre est consacrée à une approche théorique de la détection des particules chargées dans les jonctions Silicium. Dans la seconde partie, nous présentons les problèmes liés à la calibration des détecteurs Silicium d'INDRA, ainsi que les solutions apportées.

I. Approche théorique

Le ralentissement d'une particule chargée dans un détecteur Silicium s'accompagne d'une création locale de porteurs de charges libres. Sous l'effet d'un champ électrique externe, ces charges migrent vers les électrodes, ce qui induit un signal aux bornes du détecteur. Cette impulsion électrique est alors analysée par une chaîne électronique, puis numérisée.

I.1. Pouvoir d'arrêt

L'interaction d'une particule chargée avec la matière se traduit par un transfert d'énergie du projectile vers le milieu absorbant, principalement selon deux mécanismes dont l'importance relative est fonction de la nature et de la vitesse de l'ion incident; il s'agit des collisions inélastiques avec les électrons des atomes et de la diffusion élastique sur les noyaux du milieu absorbant.

I.1.1. Pouvoir d'arrêt électronique

L'interaction électromagnétique entre le projectile et le milieu ralentisseur est le mécanisme principal de perte d'énergie à haute et moyenne énergie ($E \geq 1$ MeV/u). Ces interactions conduisent à un transfert de charges du milieu vers le projectile, ainsi qu'à l'excitation et l'ionisation des atomes. Le pouvoir d'arrêt électronique, c'est-à-dire la contribution électronique à la densité linéaire de l'énergie déposée, a été calculé pour la première fois par Bohr en 1913, à partir d'un modèle basé sur la mécanique classique. Par la suite, une approche basée sur la mécanique quantique a été proposée par Bethe et Bloch; elle a conduit à une formule encore utilisée actuellement. Enfin, des corrections à

cette formule permettent d'étendre son domaine de validité aux très basses vitesses, ou aux énergies relativistes.

I.1.1.1. Formule de Bohr

Le calcul consiste à déterminer l'énergie communiquée à un électron du milieu par interaction électromagnétique avec le projectile, puis à faire une sommation à l'ensemble des électrons présents dans la tranche d'épaisseur dx du milieu ralentisseur (LEO 87). On obtient :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \text{Log} \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \quad (\text{II.1})$$

Z , v sont la charge et la vitesse de la particule incidente.

e , m_e sont la charge et la masse de l'électron.

N_e est la densité volumique d'électrons du milieu ralentisseur.

Les quantités b_{\min} et b_{\max} , homogènes à des paramètres d'impact, sont estimées à partir des arguments physiques suivants : les valeurs minimales et maximales de l'énergie pouvant être transférée à un électron du milieu correspondent respectivement à l'énergie d'ionisation et à l'énergie communiquée dans le cas d'un choc frontal. On obtient :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \text{Log} \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right)^{1/2} \quad (\text{II.2})$$

où I est le potentiel d'ionisation des atomes de l'absorbant.

I.1.1.2. Formule de Bethe-Bloch corrigée

Les transferts d'énergie par interaction électromagnétique entre le projectile et le cortège électronique des atomes sont calculés dans le cadre d'une théorie purement quantique. Le potentiel d'ionisation de la formule précédente est remplacé par un potentiel d'excitation moyen, afin de tenir compte des interactions conduisant non plus à l'ionisation mais à l'excitation des atomes. Des termes correctifs ont été apportés : correction de couches profondes pour les basses vitesses et correction relativiste pour les hautes vitesses.

La formule finale du pouvoir d'arrêt électronique est alors :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 N_e}{m_e v^2} \left(\text{Log}\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \text{Log}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C_K}{Z} \right) \quad (\text{II.3})$$

où C_K est un terme correctif pour les électrons de la couche K et $\beta = v/c$.

1.1.2. Pouvoir d'arrêt nucléaire

A basse énergie ($E \leq 1 \text{ MeV/u}$), le ralentissement du projectile est dû principalement à la diffusion élastique par les atomes de l'absorbant. Ce mécanisme contribue à une légère modification de la trajectoire rectiligne de l'ion, et peut conduire également à une dégradation du matériau par déplacement d'atomes, en particulier au voisinage du point d'arrêt.

Le calcul du pouvoir d'arrêt nucléaire fait intervenir un potentiel d'interaction coulombien $V(r)$ qui doit tenir compte de l'effet d'écran des électrons du projectile et du noyau cible :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \phi_0\left(\frac{r}{a}\right) \quad (\text{II.4})$$

ϕ_0 est la fonction de Fermi.

Z_1, Z_2 sont les charges du projectile et du noyau cible.

r est la distance séparant les centres des deux noyaux.

a est une distance (en Fermi) appelée rayon d'écrantage :

$$a = \frac{0,4685}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \quad (\text{II.5})$$

Le calcul de l'énergie déposée par chocs nucléaires conduit alors à (BIE 68) :

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e a Z_1 e^2 * \frac{A_1}{A_1 + A_2} * \frac{\text{Log}(\epsilon)}{2\epsilon(1 - \epsilon^{-1,49})} \quad (\text{II.6})$$

A_1, A_2 sont les masses des noyaux projectile et cible.

a est le rayon d'écrantage.

$$\epsilon = \frac{A_2}{A_1 + A_2} * \frac{aE}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (\text{II.7})$$

E est l'énergie du projectile.

1.1.3. Fluctuations (Straggling)

La formule de Bethe-Bloch permet de déterminer la valeur moyenne de l'énergie déposée dans un absorbant de faible épaisseur. En pratique, les fluctuations du nombre de chocs dans un absorbant d'épaisseur donnée, du type de chocs (électronique ou nucléaire), et de l'énergie déposée à chaque interaction (excitation ou ionisation), sont à l'origine d'un élargissement de la distribution en énergie de l'ion à la sortie de l'absorbant (straggling en énergie).

La particule subit également des déviations angulaires (straggling angulaire) par chocs nucléaires.

1.1.4. Calcul du pouvoir d'arrêt

Lorsqu'un ion lourd pénètre dans le milieu ralentisseur, il est partiellement ou complètement épluché de ses électrons. La traversée s'accompagne de transferts d'électrons de l'absorbant vers l'ion, donc d'une modification de l'état de charge de l'ion, fonction de sa nature et de sa vitesse. Cet effet est difficilement modélisable, et le calcul du pouvoir d'arrêt d'un ion à partir des formules théoriques précédentes conduit en général à des écarts par rapport aux résultats expérimentaux.

Récemment, Hubert et al ont proposé une formule semi-empirique du pouvoir d'arrêt des ions dans les solides, et dans le domaine des énergies intermédiaires (HUB 89). Elle est obtenue à partir de résultats expérimentaux et à partir des résultats qualitatifs de la formule de Bethe :

$$\frac{dE}{dx} = K \left(\frac{\gamma_{12} Z_1}{V} \right)^2 f(V, Z_2) \quad (\text{II.8})$$

K est une constante.

Z_1 , V sont la charge et la vitesse de la particule incidente.

Z_2 est le numéro atomique du milieu ralentisseur.

La quantité $Z_{\text{eff}} = \gamma_{12} Z_1$ est appelée charge effective. Elle peut être vue comme un état de charge moyen du projectile. Le paramètre de charge effectif est donné par :

$$\gamma_{12} = 1 - x_1 \exp \left(-x_2 \left(\frac{E_1}{A_1} \right)^{x_3} (Z_1)^{-x_4} \right) \quad (\text{II.9})$$

A_1 , E_1 sont la masse et l'énergie incidente de l'ion.

x_1, x_2, x_3, x_4 sont des paramètres qui dépendent uniquement de Z_1 et Z_2 .

Le pouvoir d'arrêt d'un ion de charge Z_1 , de vitesse incidente V , est calculé à partir du pouvoir d'arrêt d'une particule alpha de même vitesse, et dans le même absorbant. La relation (II.8) conduit à :

$$\frac{dE}{dx}(Z_1, V) = \frac{1}{4} (\gamma_{12} Z_1)^2 \frac{dE}{dx}(\alpha, V) \quad (\text{II.10})$$

La précision du calcul du pouvoir d'arrêt est estimée à 3% pour un domaine d'énergie allant de 3 MeV/u à 80 MeV/u. Elle est naturellement nettement meilleure dans le cas des particules alphas qui servent ici de référence pour le calcul et pour lesquelles on dispose de nombreux résultats expérimentaux.

Cette méthode de calcul du pouvoir d'arrêt des ions proposée par Hubert est celle que nous avons utilisée pour évaluer les énergies déposées dans la cible et dans nos différents détecteurs.

I.2. Détecteurs à semiconducteurs

I.2.1. Réalisation d'un détecteur Silicium

Les détecteurs Silicium d'INDRA sont issus de la technologie PLANAR. Une description détaillée de la construction de ces détecteurs est donnée dans la référence (COP 90). La première étape consiste à exposer un cristal de Silicium de type N à un flux d'oxygène de manière à développer une couche d'oxyde de Silicium SiO_2 , qui constituera la zone P. On crée ensuite, par implantation ionique, des zones de contact Métal-Semiconducteur : ce sont les zones fortement dopées P^+N et N^+N . Enfin, on procède à une métallisation des deux faces par évaporation d'Aluminium.

Ces détecteurs diffèrent des détecteurs à barrière de surface utilisés habituellement en Physique Nucléaire par leur mode de fabrication et par la qualité du cristal. Dans ces détecteurs, il existe une zone désertée de porteurs de charges libres, dont la largeur dépend de la tension de polarisation inverse appliquée. La détection d'une particule chargée est basée sur la collection des charges électriques créées par la traversée de cette zone désertée.

I.2.2. Propriétés

De nombreux processus sont produits par le passage d'une particule chargée : création de paires électrons-trous, excitation d'atomes, reculs de noyaux. Par contre, la charge totale recueillie aux bornes du détecteur ne dépend que des seuls mécanismes de génération et de recombinaison des porteurs de charge.

I.2.2.1. Génération de paires électron-trou

On peut décrire le mécanisme de formation des bandes d'énergie d'un cristal semiconducteur dans le cadre d'une théorie quantique (EQU 88). Le calcul dans un espace à trois dimensions conduit à distinguer deux types de semiconducteurs : à transition directe et à transition indirecte (figure II.1).

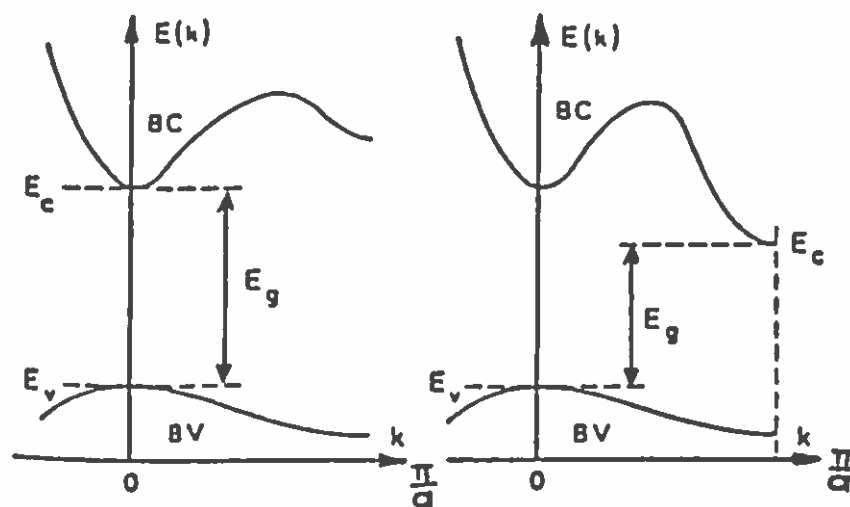


Figure II.1 : Semiconducteurs à transition directe et indirecte.

Le Silicium est un semiconducteur à transition indirecte, ce qui signifie que le point de plus basse énergie de la bande de conduction ne correspond pas au sommet de la bande de valence. La génération d'une paire électron-trou à partir d'un photon d'énergie $E_g = h\nu$ (source lumineuse), ou inversement la recombinaison radiative, sont pour cette raison fortement limitées dans ce type de semiconducteur. Cette propriété, très gênante pour

toutes les applications optiques (cellules solaires), a un rôle favorable en détection car elle augmente la durée de vie des porteurs de charge.

On observe expérimentalement une relation de proportionnalité entre le nombre moyen de paires produites par unité de longueur n_p et le pouvoir d'arrêt. On peut alors définir une énergie moyenne de création d'une paire électron-trou par :

$$\epsilon_p = \frac{\frac{dE}{dx}}{n_p} \quad (\text{II.11})$$

On observe également que ϵ_p ne dépend ni de l'énergie, ni de la nature de la particule incidente. Il existe une relation empirique entre ϵ_p et l'énergie de bande E_g :

$$\epsilon_p \text{ (eV)} = 2,16 E_g + 1,17 \quad (\text{II.12})$$

Pour le Silicium, $E_g=1,1$ eV et $\epsilon_p=3,6$ eV.

1.2.2.2. Mécanismes de recombinaison

Lorsqu'une particule ionisante traverse un semiconducteur, la densité de porteurs de charges libres augmente. Le cristal n'est alors plus à l'équilibre thermique et il se produit des recombinaisons selon deux mécanismes :

La recombinaison radiative : un électron passe directement de la bande de conduction à la bande de valence, avec émission d'un photon d'énergie $E_g=h\nu$. La recombinaison par ce mécanisme est très faible dans les semiconducteurs à transition indirecte tel que le Silicium.

La recombinaison indirecte : c'est le mécanisme principal de recombinaison dans tous les semiconducteurs à transition indirecte. La recombinaison se fait en deux étapes : capture d'un électron sur un état profond, puis capture d'un trou. Ces états profonds sont tous les centres de recombinaison situés au voisinage de la bande interdite. Ils sont dûs à la présence d'impuretés parasites et de défauts dans le cristal.

Lorsque la densité d'ionisation de l'ion est faible (cas d'un système faiblement perturbé), la concentration de porteurs en excès par rapport à la concentration à l'équilibre est donnée par :

$$n(t) \approx n(t=0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{II.13})$$

avec une équation similaire pour les trous.

τ est la durée de vie des porteurs minoritaires excédentaires dans un matériau au voisinage de l'équilibre thermique. C'est une caractéristique de la qualité électronique d'un semiconducteur.

On définit la longueur de diffusion L des porteurs de charge par :

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (\text{II.14})$$

où D est le coefficient de diffusion : $D_n=35 \text{ cm}^2/\text{s}$ et $D_p=12 \text{ cm}^2/\text{s}$.

L est la distance moyenne parcourue par un porteur entre l'instant de sa génération et celui de sa recombinaison.

Un cristal de silicium de bonne qualité électronique est caractérisé par une durée de vie des porteurs minoritaires proche de 1 ms, ce qui correspond à une longueur de diffusion proche de 1 mm. On verra que cela permet d'expliquer la collection des charges électriques dans des détecteurs partiellement désertés (cf § II.3.3).

I.3. Analyse du signal

La variable à coder contenant l'information sur l'énergie déposée par la particule ionisante est la charge électrique totale Q_t recueillie aux bornes du détecteur. Cette quantité est directement reliée à l'impulsion de courant $i_d(t)$ fournie et à la tension $v_d(t)$ disponible aux bornes du capteur. On a :

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = C_d \frac{dv_d}{dt} \text{ et } Q_t = \int_0^\infty i(t) dt \quad (\text{II.15})$$

Le signal $v_d(t)$ est très faible et sa forme n'est pas exploitable par l'électronique de codage. Avant d'être traité par les codeurs, ce signal doit subir une étape de mise en forme et une étape d'amplification-filtrage. Ces deux étapes conduisent à une perte d'information sur la charge totale collectée Q_t .

1.3.1. Déficit balistique

Le schéma électronique équivalent d'un préamplificateur de charge (PAC) se compose d'un amplificateur et d'une cellule RC de contre-réaction. Les temps de montée et de sortie du PAC sont respectivement de l'ordre de 100 ns et 100 μ s. Le temps de montée dépend des caractéristiques du PAC et de la vitesse de dérive des charges électriques créées. Le temps de descente est fixé par les éléments de contre-réaction et est calculé en fonction du taux de comptage attendu pendant l'expérience. On cherche en particulier à éviter les phénomènes d'empilements de signaux.

Le signal électrique recueilli aux bornes du détecteur dépend du déplacement des porteurs vers les électrodes, et non pas de leur collection. Il est obtenu par influence électrostatique entre les charges électriques créées et les électrodes, une certaine proportion de la charge totale créée étant récupérée à chaque instant en fonction de la distance des porteurs par rapport aux électrodes.

Considérons le cas d'une particule incidente de forte densité d'ionisation. Les porteurs de charge présents dans la colonne de plasma d'électrons et de trous voient un champ électrique localement réduit, et leur migration vers les électrodes est ralentie. Cela provoque une augmentation du temps de montée du signal de sortie du PAC. On peut montrer (BER 93) que le signal de sortie de l'amplificateur assurant la fonction de filtrage a une amplitude qui diminue quand le temps de montée du signal de sortie du PAC augmente. On appelle déficit balistique la charge perdue liée aux variations des temps de montée des signaux issus des détecteurs.

1.3.2. Codage en charge

Le déficit balistique de l'électronique d'INDRA reste faible grâce au type de codage choisi (codage en charge) et au type de filtre retenu (filtre bipolaire) (BER 93). Selon la forme du signal de sortie de l'amplificateur, on distingue deux types de filtre : monopolaire et bipolaire. Afin d'éviter le problème de déficit sur la mesure de la charge constaté pour un filtre monopolaire, la solution retenue a été d'utiliser un filtre bipolaire dont on ne garde que le lobe négatif. Une propriété très intéressante de ce type de filtre a été mise en évidence lors des tests sur les codeurs : la réponse de l'amplificateur à deux signaux de même amplitude mais de temps de montée différents se traduit par deux signaux de sortie d'amplitudes différentes mais dont les passages à zéro sont décalés (figure II.2 et II.3). On constate expérimentalement que les intégrales des deux signaux

restent voisines : le codage en charge est, au premier ordre, autocompensateur de déficit balistique. Un temps de montée de 800 ns, qui est l'ordre de grandeur de ce que l'on attend dans le cas de fragments de fission fortement ionisants, entraîne un déficit balistique de 1% dans le cas d'un codage en charge. Il serait de 10% avec un codage en amplitude.

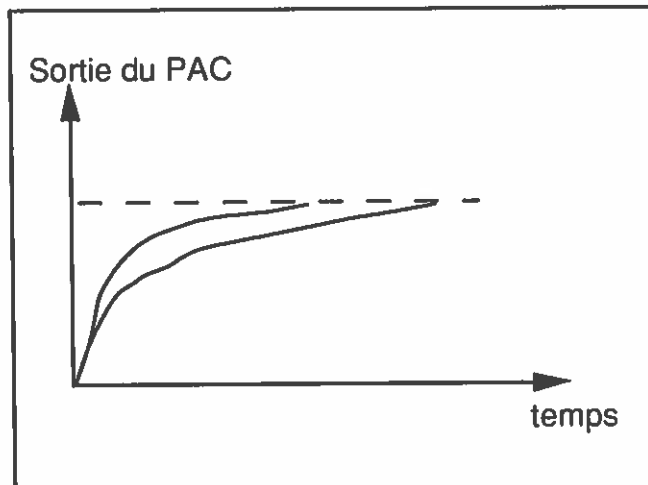


Figure II.2 : Signaux de sortie du PAC.

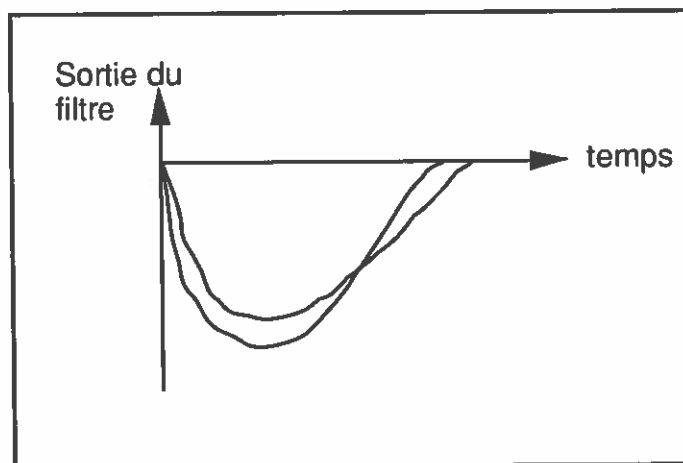


Figure II.3 : Réponse du filtre de l'amplificateur.

I.4. Défaut de collection

L'expérience montre que le signal analogique recueilli aux bornes d'un détecteur Silicium est, pour une même énergie déposée dans la jonction, plus faible pour un ion lourd que pour une particule légère. On définit alors le "défaut de hauteur d'impulsion" (Pulse Height Defect ou PHD) comme la différence entre l'énergie déposée par un projectile et son énergie apparente indiquée par le codage et la courbe d'étalonnage des particules légères. Cet effet dépend des caractéristiques de l'ion (charge, masse, énergie)

et de celles du détecteur utilisé (résistivité, champ électrique). Il est très faible pour les fragments légers mais doit être corrigé dans le cas des fragments de fission et des résidus d'évaporation.

La première source de PHD, rarement signalée dans la littérature, est le déficit balistique dû à l'électronique de mise en forme et d'amplification des signaux (cf §I.3). On a vu qu'il est ici, au premier ordre, auto-compensé par le codage en charge.

Les autres causes sont les suivantes :

- Perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée du détecteur.
- Perte d'énergie par collisions nucléaires.
- Perte de charge par recombinaisons électron-trou.

1.4.1. Perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée

Avant d'atteindre la zone désertée, le projectile dépose une partie de son énergie dans la couche métallique (Al), et dans la zone de contact Métal-Semiconducteur. Il s'agit pour nos détecteurs de la zone dégénérée N^+ . L'énergie déposée est toujours faible, mais peut dans certains cas fausser les courbes de calibration obtenues à partir de particules légères de faible parcours.

1.4.2. Perte d'énergie par collisions nucléaires

Cet effet est expliqué au §I.1. Il est dominant à basse énergie, c'est-à-dire en fin de parcours, et il n'engendre pas de porteurs de charges.

1.4.3. Perte de charge par recombinaison

C'est l'effet le plus important, sauf en fin de parcours. On sait que le pouvoir d'arrêt est une fonction croissante de la charge de la particule incidente. Le passage d'un projectile lourd dans la zone désertée de la jonction s'accompagne de la création d'un grand nombre de porteurs de charge. Cette densité de porteurs est tellement élevée qu'il se forme un plasma d'électrons et de trous qui écrante le champ électrique externe. Les porteurs situés à l'intérieur de la colonne de plasma ressentent un champ électrique faible, ce qui défavorise leurs séparations et ralentit leur collection. Une partie des charges électriques créées est alors neutralisée dans des centres de recombinaison du cristal. Cette colonne disparaît au bout de quelques ns sous l'effet de la diffusion des porteurs et sous l'effet de l'érosion de sa surface extérieure par le champ électrique.

Ce modèle de formation d'un plasma permet d'expliquer la dépendance du PHD avec le champ électrique appliqué (OGI 86), ainsi que l'augmentation des temps de montée des signaux issus des détecteurs avec la charge de l'ion.

II. Etalonnage en énergie

La mesure de l'énergie déposée par une particule chargée dans un détecteur nécessite de déterminer, au préalable, la relation liant pour cette particule l'énergie déposée au résultat du codage :

$$E=f(\text{charge, canal})$$

La réponse en lumière d'un cristal de CsI(Tl) dépend de l'énergie déposée par l'ion incident, mais également de sa nature (charge, masse). Il faut donc en principe établir une relation $E=f(\text{canal})$ pour chaque type de particule chargée. Dans une chambre d'ionisation, milieu très dilué, cette relation est indépendante de la charge de l'ion.

Un détecteur Silicium est un milieu de densité élevée dont le principe de détection est analogue à celui d'une chambre d'ionisation. Nous avons observé que les courbes de calibration des particules légères sont les mêmes que celles établies pour les fragments légers. Pour des ions plus lourds (à partir de l'Ar pour la majorité de nos détecteurs), il apparaît un défaut de collection. La calibration nécessite donc des points de référence en particules légères et en ions lourds.

II.1. Le simulateur

En raison de la cinématique des collisions élastiques utilisées, et de l'ouverture angulaire des modules de détection, il est nécessaire de simuler les spectres en énergie obtenus dans les différents modules. Une description précise du programme de simulation utilisé a déjà été faite dans la référence (CHAR 93). Nous allons en rappeler ici les grandes lignes :

On détermine les pertes d'énergie des particules chargées qui traversent les différentes parties des télescopes d'INDRA en tenant compte de l'épaisseur de cible traversée, de l'ouverture angulaire des détecteurs, et de la cinématique de la réaction. On commence par un tirage Monte-Carlo de l'épaisseur de cible traversée avant diffusion. A l'aide de formules de pertes d'énergie, on détermine l'énergie déposée dans cette première

épaisseur. On effectue ensuite un tirage Monte-Carlo de l'angle de diffusion θ de l'ion vers la couronne considérée. Un calcul cinématique relativiste permet de déterminer l'énergie de l'ion diffusé dans cette direction. Enfin, on calcule la perte d'énergie dans l'épaisseur de cible restant à traverser, puis dans les différents absorbants du module de détection. La valeur moyenne de l'énergie déposée dans chacun des absorbants est obtenue en pondérant l'énergie déposée dans la direction θ par la probabilité de diffusion de l'ion selon cette direction. Cette probabilité est donnée dans le programme par la section efficace de diffusion Rutherford.

Nous avons vérifié que les formes des distributions en énergie obtenues à partir des expériences de diffusion élastique d'ions lourds sont bien reproduites par le simulateur.

II.2. Points d'étalonnage

II.2.1. Particules légères

II.2.1.1. Principe

La première étape de la calibration des détecteurs Silicium consiste à normaliser les différents appareils par l'intermédiaire d'un générateur d'impulsions. Le schéma électronique de principe est le suivant :

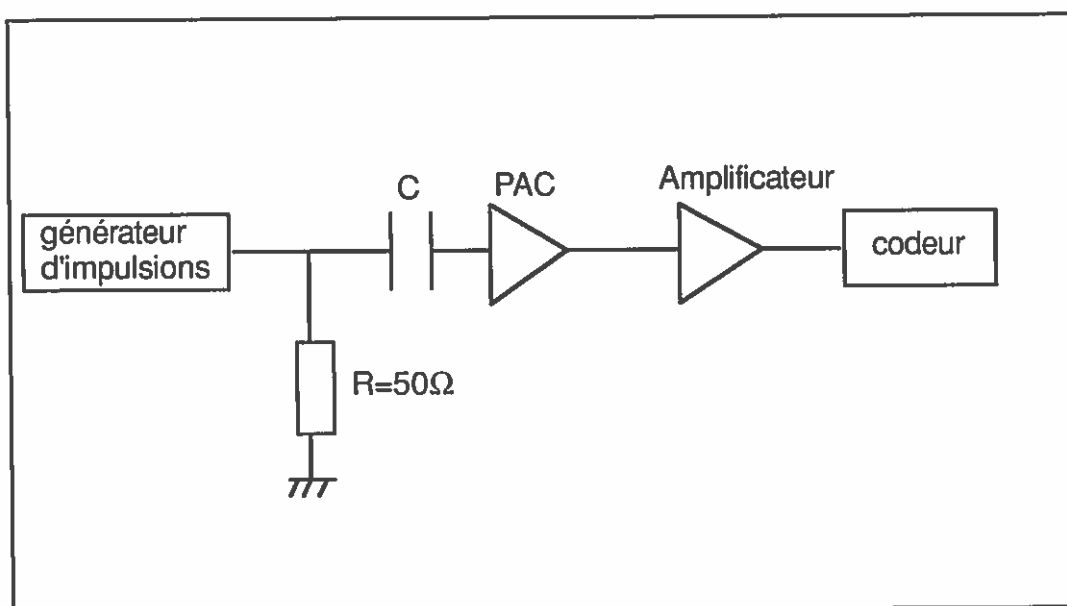


Figure II.4 : Normalisation des différentes voies de la chaîne d'analyse.

Un générateur d'impulsion envoie une impulsion de tension $v(t)$ sur une capacité étalonnée, ce qui engendre un signal $i(t)$ à l'entrée du préamplificateur, simulant ainsi l'impulsion de courant $i(t)$ générée par un détecteur Silicium. Une résistance $R=50\Omega$ permet une adaptation d'impédance. En faisant varier l'amplitude des impulsions du générateur, on obtient la correspondance entre la charge électrique totale injectée dans le préamplificateur et la numérisation de cette charge électrique par le codeur.

La deuxième étape consiste à reporter au moins un point de référence en énergie sur la courbe obtenue à la première étape. Nous avons utilisé une source de thoron (^{220}Rn), élément de la famille radioactive du ^{232}Th , dont le dernier descendant est le ^{208}Pb , doublement magique et stable. Cette source, placée sur le porte-cible, émet de manière isotrope des particules alphas correspondant aux transitions du ^{212}Bi vers le ^{208}Tl et du ^{212}Po vers le ^{208}Pb . Les énergies de ces particules alphas sont égales respectivement à 6,062 MeV (moyenne d'un doublet) et 8,785 MeV. Deux séries de mesures ont été effectuées, correspondant à l'absence ou à la présence de gaz C_3F_8 dans la chambre d'ionisation. Nous avons par ailleurs vérifié, à l'aide d'une formule de perte d'énergie établie pour du gaz C_3F_8 , la cohérence entre les mesures effectuées avec et sans gaz dans la chambre d'ionisation.

Finalement, les courbes de calibration obtenues pour chacune des voies peuvent être ajustées par une fonctionnelle de la forme :

$$E = a \cdot (\text{canal})^2 + b \cdot (\text{canal}) + c$$

avec une très faible valeur du coefficient de courbure a . Ainsi, les courbes de calibration pour des particules légères sont pratiquement des droites.

II.2.1.2. Test des courbes d'étalonnage

Nous avons testé la qualité des courbes d'étalonnage en comparant l'énergie déposée par des particules alphas avec les prédictions du simulateur. Les données expérimentales ont été obtenues dans une expérience consistant à envoyer un faisceau primaire de ^{16}O à 95 MeV/u sur une cible épaisse de Carbone, en amont du spectromètre alpha de l'accélérateur (figure I.1). Les réactions nucléaires qui se produisent dans la cible conduisent à un flux important de particules légères (p , d , t , α). Ces particules sont sélectionnées en impulsion par le spectromètre, puis envoyées vers une cible de Ta placée sur le porte-cible. Les alphas qui s'arrêtent dans le Silicium y déposent une énergie voisine de 19 MeV ($E_{\text{inc}}=20,3$ MeV).

Nous avons constaté que les valeurs expérimentales obtenues au sein d'un même codeur sont très voisines, et que l'écart entre les valeurs expérimentales et théoriques est faible : entre 0% et 2,6% selon les couronnes.

Ces faibles écarts s'expliquent par de très faibles variations des codeurs. Pour une énergie déposée égale à 19 MeV, un décalage du piédestal d'un codeur de trois canaux se traduit en effet par un décalage sur l'énergie de 1,2%.

II.2.2. Ions lourds

II.2.2.1. Arrêt

Afin de réduire les incertitudes liées aux calculs de perte d'énergie, et d'autre part d'évaluer les défauts de collection (cf §I.4), il faut disposer de points de calibration de projectiles lourds s'arrêtant dans le Silicium. Nous avons utilisé pour cela la diffusion élastique de différents projectiles sur une cible d'Au. Ces faisceaux de basse énergie (quelques MeV/u) sont obtenus en évitant le passage par l'éplucheur et par le CSS2. Le tableau II.1 résume les caractéristiques des projectiles utilisés. Les valeurs des angles d'effleurement calculés (WIL 80) montrent que les énergies utilisées permettent d'avoir des pics élastiques clairement identifiés avec une statistique suffisante jusqu'à la couronne 9 ($\theta_{\max}=45^\circ$).

Projectile	Etat de charge	Energie incidente (MeV/u)	Cible	Masse (mg/cm ²)	Angle d'effleurement
³⁶ Ar	17 ⁺ , 18 ⁺	9.0	¹⁹⁷ Au	0.390	42.7°
⁵⁸ Ni	26 ⁺	9.0	¹⁹⁷ Au	0.100	40.8°
¹²⁹ Xe	19 ⁺	7.7	¹⁹⁷ Au	0.100	49.9°

Tableau II.1 : Caractéristiques des réactions de diffusion élastique utilisées pour l'étalonnage des ions lourds en arrêt.

Les mesures ont été effectuées avec et sans gaz dans la chambre d'ionisation. D'autre part, le faisceau d'Ar à la sortie du spectromètre contenait deux états de charges différents (17⁺ et 18⁺) identifiables sur les spectres. Pour chacun des 180 détecteurs Silicium, on dispose donc au total de 8 points de calibration en ions lourds.

L'énergie déposée dans la chambre d'ionisation est calculée par une formule établie à partir de résultats expérimentaux sur des gazs légers (RIV 94). Un calcul basé sur les mesures des pouvoirs d'arrêt obtenus avec des solides conduit à une surestimation de

l'énergie déposée (20% dans le cas du Xe). Ce résultat s'explique par la complexité du mécanisme de perte d'état de charge du projectile.

Nous avons testé la validité de cette formule en vérifiant la cohérence des mesures effectuées avec et sans gaz pour des projectiles d'Ar. Pour les détecteurs de la couronne 2, ces points de calibration sont situés à moins de 1% des courbes de calibration établies pour les particules légères. Ces résultats indiquent l'absence de défaut de collection pour les projectiles d'Ar, ce qui est en accord avec les résultats présentés dans la littérature (OGI 86).

Les défauts de collection mesurés pour les ions Ni et Xe qui s'arrêtent dans les détecteurs Silicium de la couronne 2 sont présentés figures II.5 et II.6. Il apparaît nettement deux groupes de détecteurs, le second ayant un défaut de collection plus élevé que le premier, aussi bien pour le Xe que pour le Ni. Cette différence ne peut pas être expliquée par la présence d'une zone morte importante à l'entrée de certains détecteurs puisque les parcours des particules alphas et des ions lourds d'étalonnage sont voisins. L'origine de ces variations des défauts de collection d'un détecteur à l'autre pourrait provenir d'une différence de leurs caractéristiques intrinsèques, telles que des variations locales de résistivité (DRE 90), (POU 94).

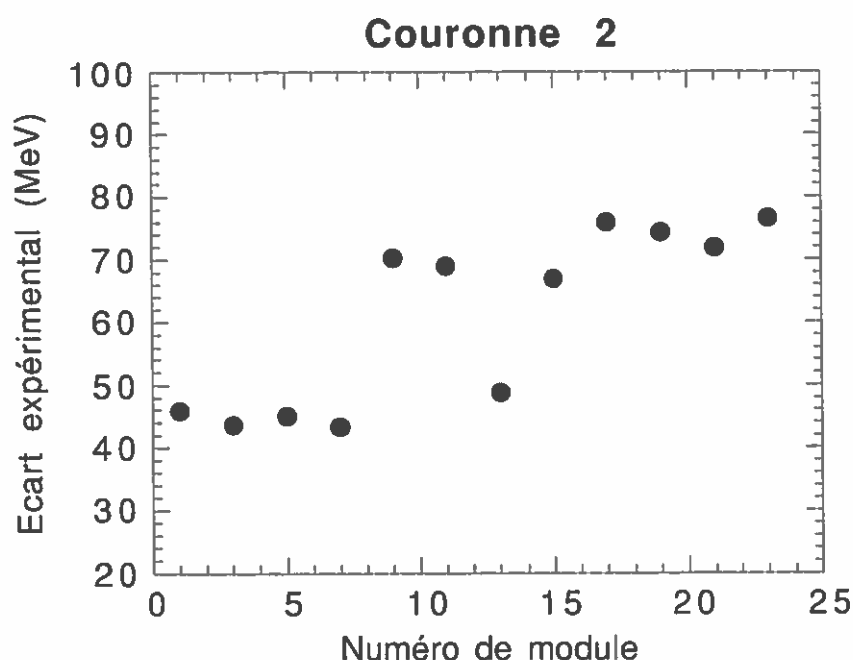


Figure II.5 : Défaut de collection mesuré pour des projectiles de Xe. $E=7,7$ MeV/u.

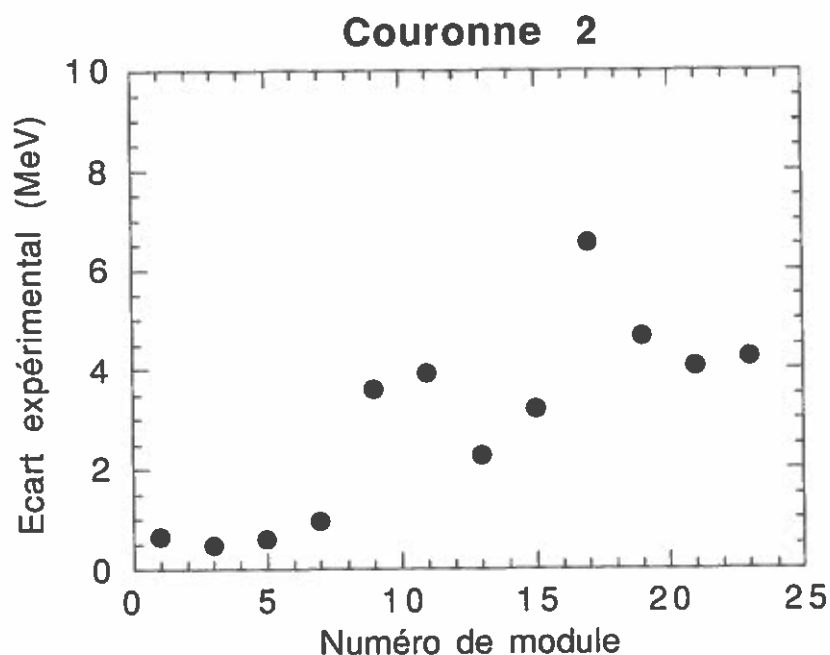


Figure II.6 : Défaut de collection mesuré pour des projectiles de Ni. $E=9.0$ MeV/u.

II.2.2.2. Transmission

Des points d'étalonnage en transmission ont été obtenus à partir des pics de diffusion élastique des systèmes étudiés. Les caractéristiques de ces systèmes sont rassemblés dans le tableau II.2. En raison des faibles valeurs des angles d'effleurement pour ces réactions, les pics de diffusion élastique ne sont visibles que pour les détecteurs de la couronne 2 ($3^\circ \leq \theta \leq 4,5^\circ$).

Projectile	Etat de charge	Energie incidente (MeV/u)	Cible	Masse (mg/cm ²)	Angle d'effleurement
³⁶ Ar	18 ⁺	73.94	¹⁹⁷ Au	0.390	3.5°
³⁶ Ar	18 ⁺	39.97	⁵⁸ Ni	0.193	2.8°
³⁶ Ar	18 ⁺	31.54	⁵⁸ Ni	0.193	3.5°
¹²⁹ Xe	53 ⁺	45.00	natSn	0.330	2.9°
¹²⁹ Xe	52 ⁺	38.98	natSn	0.330	3.4°
¹²⁹ Xe	52 ⁺	32.00	natSn	0.330	4.2°
¹⁵⁵ Gd	47 ⁺	36.17	²³⁸ U	0.100	6.1°

Tableau II.2 : Caractéristiques des réactions de diffusion élastique utilisées pour l'étalonnage des ions lourds en transmission.

En principe, lorsqu'un ion lourd traverse le détecteur, la fraction d'énergie perdue dans la fenêtre d'entrée et par collisions nucléaires est négligeable. De plus, la densité d'ionisation créée est en moyenne plus faible que dans le cas d'un projectile qui s'arrête. On s'attend donc à un PHD beaucoup plus faible en transmission qu'en arrêt. Nous avons vérifié, à partir de ces données expérimentales et du simulateur présenté au §II.1, que le défaut de collection en transmission pouvait être négligé. Cette hypothèse est par ailleurs justifiée par les résultats des mesures d'épaisseurs des jonctions (Voir §II.4).

II.3. Défaut de collection

II.3.1. Polarisation des détecteurs

Une méthode permettant de réduire fortement l'énergie perdue par recombinaison des charges consiste à surpolariser les détecteurs, ce qui augmente le champ électrique interne. Malheureusement, les caractéristiques de nos jonctions n'autorisent pas une surpolarisation trop importante.

La figure II.7 présente l'allure du champ électrique dans une jonction Silicium d'INDRA. Le tableau II.3 rassemble les valeurs minimales et maximales du champ électrique régnant dans les différents détecteurs, selon la couronne considérée.

Afin d'éviter des phénomènes d'influence électrostatique consécutifs à la formation d'un condensateur parasite entre la chambre d'ionisation et le Silicium, nous avons été contraints d'inverser les montages habituels des détecteurs Silicium : la particule entre par le côté à faible champ électrique. Ceci peut être particulièrement gênant lors de la détection d'un fragment lourd de faible énergie par un détecteur faiblement surpolarisé. On s'attend naturellement dans ce cas à un fort défaut de collection.

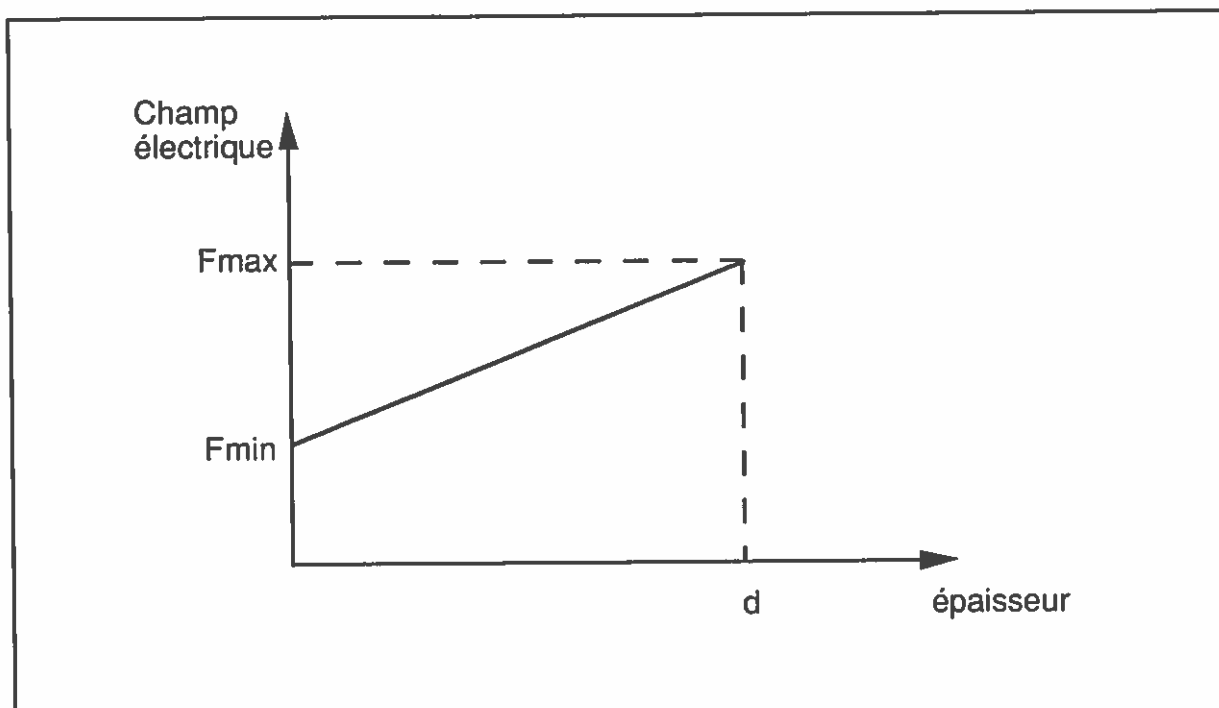


Figure II.7 : Allure du champ électrique dans une jonction Silicium.

Numéro de couronne	Tension de polarisation (V)	Tension de désertion (V)	F_{min} (kV/cm)	F_{max} (kV/cm)
2-3	80	40	1.3	4.0
4-5 8-9	50	40	0.3	3.0
6-7	30	25	0.2	1.8

Tableau II.3 : Caractéristiques du champ électrique dans les détecteurs des différentes couronnes d'INDRA.

II.3.2. Corrections du PHD

A partir des quelques points de calibration en ions lourds dont nous disposons, il faut déterminer les courbes d'étalonnage de l'ensemble des ions. Différentes formules d'estimation du PHD peuvent être trouvées dans la littérature. Il existe également des modèles décrivant l'effet plasma qui permettent d'estimer théoriquement l'énergie perdue par recombinaison.

Wilkins (WIL 71) a proposé une formule théorique donnant l'énergie perdue par recombinaison en fonction du pouvoir d'arrêt électronique initial et d'un pouvoir d'arrêt électronique "critique". Cette valeur critique correspond à la limite pour laquelle le champ électrique peut tout juste séparer les charges et assurer leur collection.

Cette formule ne s'applique que pour des particules de basse énergie puisque le pouvoir d'arrêt initial considéré ici correspond au maximum de la courbe de Bragg.

Finch (FIN 79) a construit un modèle basé sur l'expansion radiale du plasma. Le volume de la colonne de plasma augmente par diffusion des porteurs, sa surface subit une érosion par le champ électrique externe, et la densité linéaire de porteurs diminue sous l'effet des recombinaisons. Une amélioration du modèle est obtenue en prenant en compte une érosion de la surface du plasma plus rapide dans la région à fort champ électrique.

Le reproche que l'on peut faire à ces modèles est que la dépendance avec les caractéristiques du projectile et du détecteur de quantités telles que le rayon de la colonne de plasma ou la durée de vie du plasma est donnée par l'expérience. De plus, le PHD ne se limite pas à l'énergie perdue par recombinaisons.

Une approche plus pragmatique du calcul du PHD consiste à n'utiliser que des formules purement empiriques. C'est ce qui est fait dans les travaux de Kaufman (KAU 74), Moulton (MOU 78), ou Ogihara (OGI 86). Les données expérimentales présentées sont obtenues pour quelques ions de basse énergie ($E \leq 1$ MeV/u). L'utilisation de ces résultats pour la calibration de nos détecteurs peut alors être sujette à caution, et cela nous a conduit à développer une nouvelle méthode d'estimation du défaut de collection.

II.3.2.1. Méthode de Kaufman (KAU 74)

Kaufman a proposé une méthode permettant le calcul du défaut de collection pour un ensemble de projectiles et d'absorbants. Les énergies déposées sont converties en unités LSS :

$$\epsilon = kE, \text{ avec } k = \frac{0,4692 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) A_2}{Z_1 Z_2 e^2 (A_1 + A_2)} \quad (\text{II.16})$$

Z_1, A_1, Z_2, A_2 sont les charges et masses du projectile et des noyaux de l'absorbant.

Le défaut de collection, exprimé en unités LSS, est donné empiriquement par :

$$\Delta\epsilon = \frac{6\epsilon}{8 + \epsilon} + \frac{A}{1 + 525 \epsilon^{-1,407}} \quad (\text{II.17})$$

A est une constante liée aux caractéristiques du détecteur. Elle peut, en principe, être déterminée par une seule mesure.

Cette formule a été obtenue à partir d'ions de faible énergie ($E \leq 1$ MeV/u), et pour des détecteurs de faible résistivité ($\rho \leq 1000 \Omega \cdot \text{cm}$).

II.3.2.2. Formule de Moulton (MOU 78)

A partir des défauts de collection mesurés pour différents projectiles (du Ne à l'Au), et pour des énergies faibles ($5 \text{ MeV} \leq E \leq 160 \text{ MeV}$), Moulton a obtenu l'expression empirique suivante :

$$\text{PHD} = 10^b E^a \quad (\text{II.18})$$

E est l'énergie déposée par le projectile dans le détecteur.

a et b sont des fonctions qui dépendent uniquement de la charge et de la masse du projectile.

Dans cette expression, on ne prend pas en compte les caractéristiques du détecteur.

II.3.2.3. Formule de Ogihara (OGI 86)

Plus récemment, Ogihara a mesuré le défaut de collection des projectiles d'O, Cu, Br, et I de faible énergie ($20 \text{ MeV} \leq E \leq 140 \text{ MeV}$). Les 6 détecteurs Silicium utilisés ont des caractéristiques différentes et les champs électriques appliqués sont élevés ($F \geq 4 \text{ kV/cm}$).

Les résultats expérimentaux obtenus conduisent à la formule empirique suivante :

$$\text{PHD} = 2,33 \cdot 10^{-4} \cdot (AZ)^{1,2} \cdot \sqrt{\frac{E}{A}} \cdot \left(1 + \frac{1320 \cdot Z \cdot \left(\frac{S}{E^2}\right)^{1/3}}{\rho^{0,25} F_{\text{eff}}} \right) \quad (\text{II.19})$$

E est l'énergie déposée par l'ion, S son pouvoir d'arrêt initial, et ρ la résistivité du détecteur.

F_{eff} est le champ électrique effectif. Il correspond à un champ électrique moyen vu par le projectile compte tenu de la distance parcourue dans la jonction.

Les champs électriques appliqués à nos détecteurs sont plus faibles (tableau II.3). De plus, nous avons constaté des écarts importants de PHD, même au sein des détecteurs d'une même couronne, sauf si les jonctions appartiennent à une même pastille de Silicium (OUA 95). Ainsi, les variations des défauts de collection dues aux caractéristiques intrinsèques des détecteurs sont supérieures aux variations dues à leur polarisation. Nous avons donc décidé de négliger la dépendance du PHD avec le champ électrique appliqué.

II.3.2.4. Formule finale

Finalement, une méthode d'évaluation du PHD a été proposée par l'équipe d'Orsay. Elle est présentée dans la référence (OUA 95). Les mesures effectuées avec et sans gaz dans la chambre d'ionisation n'ayant pas permis d'établir la dépendance du défaut de collection avec l'énergie déposée, on dispose uniquement d'un point de calibration en énergie pour chaque projectile (Ni, Xe), et pour chaque détecteur. La relation donnée par Moulton est une droite en représentation bilogarithmique :

$$\log(\text{PHD}) = b + a \cdot \log(E)$$

On tire l'ordonnée à l'origine de la référence (MOU 78). Le coefficient a est alors fixé par b et par le point de calibration.

Avec ces corrections, on estime à 1,5% la précision sur l'étalonnage en énergie.

II.3.3. Cas particulier des détecteurs faiblement surpolarisés

II.3.3.1. L'expérience

Le défaut de collection présenté par les jonctions Silicium de la couronne 2-3 est négligeable. Ces détecteurs, qui sont les plus surpolarisés, sont également les seuls pour lesquels on dispose de points d'étalonnage en projectiles lourds de haute énergie. Afin de vérifier si le PHD en transmission peut être négligé pour tous les détecteurs d'INDRA, nous avons mesuré son évolution en fonction de la tension de polarisation appliquée. Cette étude a été effectuée avec les 12 détecteurs de la couronne 2.

Un faisceau de ^{84}Kr à 35 MeV/u est diffusé par une cible d'Au, ce qui conduit à une énergie déposée égale à 1,25 GeV dans un Silicium 300 μm . Les signaux de sortie des PAC sont envoyés soit vers l'oscilloscope (4 modules), soit vers la numérisation (8 modules). On peut évaluer ainsi la contribution du déficit balistique au défaut de collection.

Les figures II.8 et II.9 présentent l'évolution du temps de montée du signal de sortie du PAC et le défaut de collection obtenu, en fonction de la tension de polarisation appliquée. Lorsque l'on abaisse la tension de polarisation de 80V à 40V (tension de désertion), le défaut de collection augmente de 0,5% de l'énergie déposée. On peut donc négliger le défaut de collection en transmission pour des projectiles de charges inférieures ou égales à celles du ^{84}Kr , lorsque l'énergie déposée ne dépasse pas 1,25 GeV, et lorsque la tension de polarisation appliquée est au moins égale à la tension de désertion.

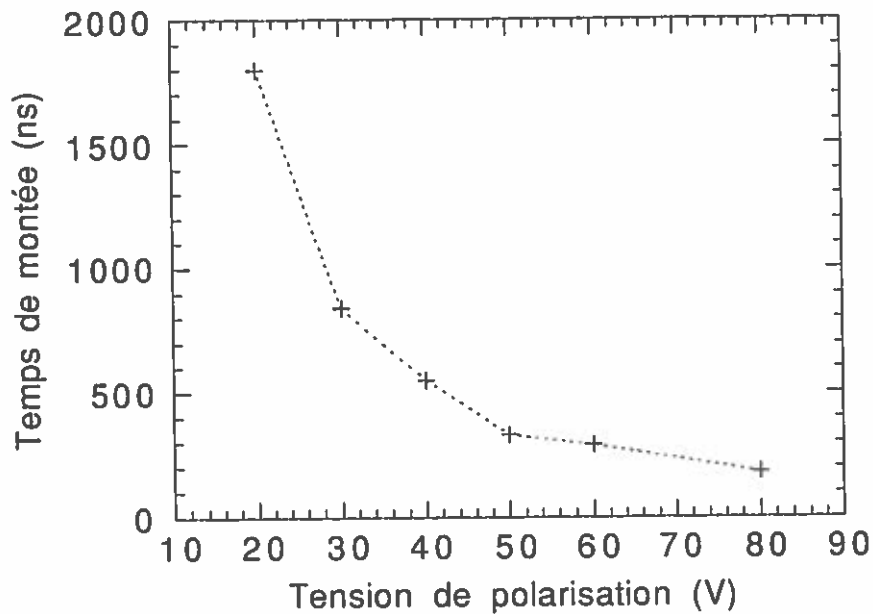


Figure II.8 : Evolution du temps de montée des signaux de sortie du PAC en fonction de la tension de polarisation. L'épaisseur du détecteur est égale à 300 μm . Sa résistivité est égale à 9000 $\Omega\cdot\text{cm}$.

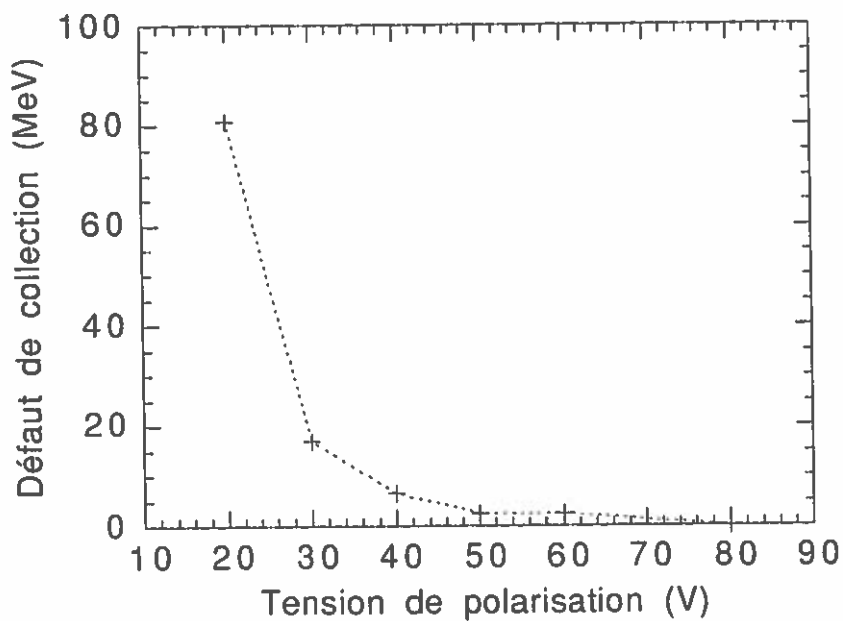


Figure II.9 : Evolution du défaut de collection en fonction de la tension de polarisation, par rapport au défaut de collection à 80V. L'épaisseur du détecteur est égale à 300 μm . Sa résistivité est égale à 9000 $\Omega\cdot\text{cm}$.

Lorsque la tension de polarisation V_0 est plus faible que la tension de désertion, la largeur de la zone désertée devient :

$$d(\mu\text{m}) = \frac{1}{2} \left(\rho(\Omega.\text{cm}) \cdot V_0(\text{V}) \right)^{1/2} \quad (\text{II.20})$$

Lorsque la tension de polarisation est égale à la moitié de la tension de désertion, la figure II.9 montre que le défaut de collection atteint seulement 7% de l'énergie déposée. Bien que le détecteur soit dans ce cas partiellement déserté, on constate que la majeure partie de la charge électrique créée a été collectée. On retiendra que la collection des charges à partir de détecteurs mal désertés peut être très bonne.

II.3.3.2. Interprétation

Une expérience similaire a été réalisée par Fontanelli (FON 88), à partir de particules alphas d'une source d' ^{241}Am ($E=5,4 \text{ MeV}$), et les résultats publiés sont en accord avec les nôtres. L'interprétation donnée par l'auteur repose sur l'hypothèse de l'existence d'un faible champ électrique dans la zone non désertée d'un détecteur partiellement déserté. Il y a dans ce cas une zone supplémentaire qui participe à la formation du signal, et dans laquelle la collection des charges n'est limitée que par la recombinaison radiative et par le piégeage. Fontanelli a calculé qu'un champ électrique résiduel de faible valeur dans la zone non désertée (1000 fois plus faible que dans la zone désertée) permet de collecter pratiquement 100% de la charge électrique créée, pourvu que le temps d'intégration du signal soit suffisamment long et que la longueur de diffusion des porteurs soit supérieure à l'épaisseur du détecteur.

Cette hypothèse d'un champ électrique résiduel est fortement critiquée dans la référence (RAW 90). Une autre interprétation, basée sur l'action de la zone dégénérée N^+ , est proposée par l'auteur.

Il serait intéressant de reprendre ce type d'expériences, en étudiant maintenant l'influence sur la charge collectée de différents paramètres tels que l'épaisseur de la couche métallique, l'épaisseur de la zone N^+ , la résistivité du détecteur, ou encore l'entrée du projectile par la zone P^+ .

II.4. Contrôle de l'épaisseur des détecteurs

L'énergie déposée par les fragments dans les détecteurs CsI(Tl) est déduite de l'énergie déposée dans les détecteurs Silicium, à partir d'un programme de calcul de perte

d'énergie. Il est donc très important de connaître avec précision les épaisseurs des jonctions.

Nous avons comparé les épaisseurs des détecteurs Silicium données par le constructeur aux épaisseurs calculées à partir de l'énergie déposée par des particules alphas et par des projectiles plus lourds.

II.4.1. Particules alphas

On utilise les résultats des expériences de diffusion élastique de particules alphas sur une cible de Ta ($E_{inc}=40$ MeV). Les particules traversent le détecteur, et l'énergie déposée (voisine de 10 MeV) permet la mesure de son épaisseur. On vérifie ensuite la cohérence des épaisseurs obtenues pour chaque groupe de 4 (ou 3) détecteurs correspondant à une même pastille de Silicium.

Les résultats obtenus sont en accord avec les épaisseurs constructeur, mais cette méthode est peu précise car très sensible aux décalages des piédestaux des codeurs.

II.4.2. Points de rebroussement

Cette propriété peut être utilisée dans la mesure où l'on dispose de télescopes ayant au moins trois absorbants. Lorsqu'une particule d'énergie incidente E traverse le premier étage du détecteur et s'arrête dans le deuxième, l'énergie déposée dans le premier étage E_1 est une fonction décroissante de E , alors que l'énergie déposée dans le deuxième étage augmente avec E .

Par contre, dès que l'énergie incidente E est suffisamment élevée pour permettre la traversée des deux premiers étages, les énergies E_1 et E_2 diminuent conjointement quand E augmente. Ce brusque changement dans les variations de E_1 et E_2 se traduit sur les matrices d'identification par un point de rebroussement.

Nous avons utilisé cette propriété pour déterminer l'énergie maximale déposée par des fragments de charge $Z=10$ et $Z=14$ (NAL 94) dans les détecteurs Silicium de la couronne 2. Les épaisseurs correspondantes sont en accord avec les épaisseurs obtenues à partir des particules alphas.

II.4.3. Ions lourds

On utilise l'énergie déposée par les projectiles des expériences de diffusion élastique (Ar, Xe, Gd en transmission). L'épaisseur déduite obtenue avec les projectiles d'Ar est en parfait accord avec les épaisseurs calculées à partir des deux premières méthodes (figure II.10).

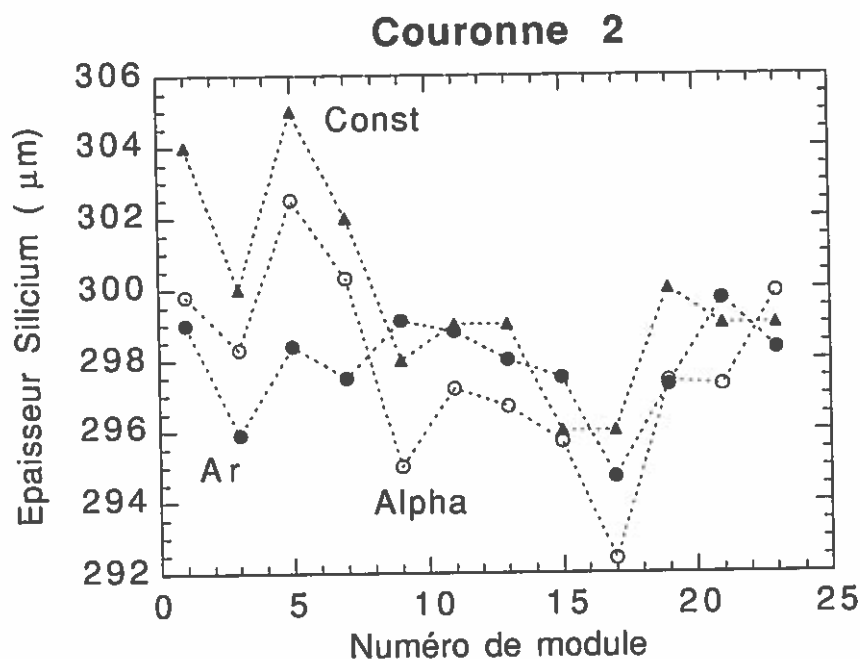


Figure II.10 : Comparaison des épaisseurs constructeur avec les épaisseurs obtenues à partir des particules alphas et des ions Ar.

Les épaisseurs obtenues à partir des ions Xe et Gd sont, de manière systématique, situées à environ 1% au-dessous des épaisseurs Ar (figure II.11). Qualitativement, on peut relier ce résultat à un léger effet plasma (recombinaison de charges et déficit balistique). Une mesure systématique des temps de montée des signaux issus des PAC permettrait probablement de déterminer si l'origine de cette légère variation est du déficit balistique. Quantitativement, compte tenu de la précision des courbes d'étalonnage (1,5%) et du calcul théorique de la perte d'énergie (3%), on peut seulement conclure que cet effet est faible.

On retiendra que l'effet plasma observé étant faible, l'approximation consistant à négliger le défaut de collection en transmission est justifiée.

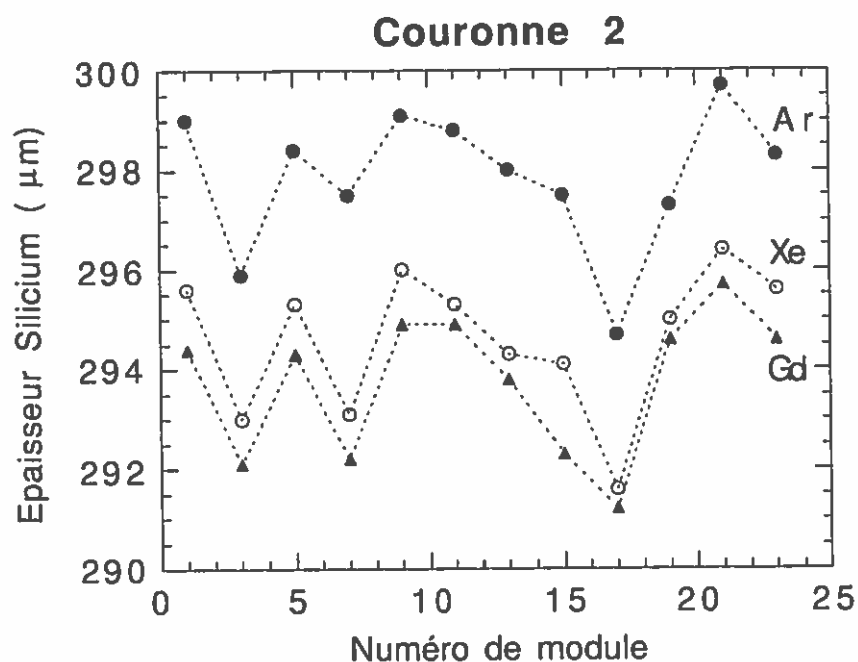


Figure II.11 : Comparaison des épaisseurs des détecteurs Silicium calculées à partir des ions Ar, Xe, et Gd.

En résumé, l'ensemble des tests effectués sur l'étalonnage des Siliciums indique une précision de 1,5% des courbes d'étalonnage, depuis les particules légères jusqu'aux ions lourds, ce qui est excellent. Une précision encore meilleure sera probablement atteinte avec les expériences réalisées en Mai 94, car des mesures spécifiques des piédestaux des codeurs ont été effectuées, ce qui permettra d'éliminer une des causes d'erreurs systématiques.

Chapitre III : Simulation des collisions entre deux noyaux.

Notre objectif est d'étudier les modes de désexcitation des noyaux fortement excités. L'idéal serait d'utiliser un dispositif expérimental qui mesure, événement par événement, les caractéristiques de l'ensemble des particules émises au cours d'une réaction : charge, masse, énergie, localisation. Il existe en effet des outils d'analyse qui permettent de reconstituer certaines propriétés des sources émettrices (taille, énergie d'excitation, temps caractéristiques) à partir de ces informations.

Dans la pratique, les zones mortes, les seuils d'identification en énergie, et les doubles comptages, conduisent à une détection incomplète des produits d'une réaction (Voir chapitre I). L'information manquante dépend du système étudié et de son énergie de bombardement. Elle a des conséquences plus ou moins importantes selon les méthodes d'analyse utilisées.

Un simulateur d'événements physiques permet de déterminer l'influence d'un filtre expérimental donné (le détecteur) sur la reconstitution des observables. Son utilisation est donc un moyen de justifier a priori l'intérêt d'une expérience et également de valider les analyses menées sur les données de l'expérience.

La première partie de ce chapitre décrit brièvement les principes physiques contenus dans différents modèles. Ils ont permis d'élaborer des codes dont certains sont utilisés pour l'analyse des résultats expérimentaux d'INDRA. La deuxième partie est plus particulièrement consacrée aux deux générateurs d'événements que nous avons utilisé pour la préparation des expériences et l'analyse des résultats.

I. Les modèles

On peut distinguer deux grandes classes de modèles décrivant les différentes étapes de la collision entre deux ions lourds : les modèles dynamiques, qui décrivent l'interaction entre deux noyaux en fonction du temps de collision, et les modèles statistiques, qui s'intéressent à la désexcitation d'un système nucléaire formé. Ces deux approches ne sont pas contradictoires, mais complémentaires. Une tentative d'unification des deux descriptions est réalisée dans des modèles composites du type QMD ("Dynamique Moléculaire Quantique", (AIC 86)).

I.1. Les modèles de type dynamique

Aux faibles énergies ($E \leq 10$ MeV/u), l'interaction nucléaire est bien décrite par des théories quantiques du type Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF). Dans ce modèle, on considère l'évolution de nucléons indépendants dans un potentiel moyen qu'ils créent collectivement. Le mouvement des particules est déterminé par les fonctions d'onde qui leur sont associées.

A haute énergie ($E > 100$ MeV/u), les collisions nucléon-nucléon prédominent. On peut reproduire la plupart des résultats expérimentaux à partir de modèles du type cascades intranucléaires.

Dans le domaine des énergies intermédiaires, les effets individuels et les effets de champ moyen coexistent et doivent donc être décrits simultanément. A partir de l'équation de Vlasov, qui est simplement l'analogue semi-classique de l'équation TDHF, un terme de collision est ajouté pour simuler l'effet des interactions à deux corps (collisions nucléon-nucléon). Cette nouvelle équation, dite équation de Landau-Vlasov, peut être résolue dans les codes par la méthode des pseudo-particules. Il est possible ainsi de simuler l'évolution au cours du temps de la densité de matière dans l'espace des phases (position, impulsion).

I.2. Les modèles de type statistique

Le modèle le plus simple que l'on peut construire est basé sur la théorie statistique de Weisskopf qui décrit l'évaporation de particules légères par des noyaux de faible énergie d'excitation ($E^* \leq 1$ MeV/u). Le processus est dans ce cas séquentiel. On suppose que le noyau est à l'équilibre statistique avant et après chaque émission de particule. On admet également qu'une particule évaporée est insensible au champ coulombien des

particules émises précédemment. Ces deux hypothèses sont justifiées dans la mesure où l'intervalle de temps qui sépare deux désintégrations est suffisamment important.

L'émission de fragments excités ou la fission binaire des noyaux sont cependant mal modélisées. On montre en effet que ces processus dépendent fortement du passage par tous les états intermédiaires, et non pas seulement de l'état initial et de l'état final du système.

Un nouveau formalisme, appelé "méthode de l'état transitoire", a alors été développé. Il suppose l'existence d'une variable, le point selle, qui est associée à la déformation du noyau. La probabilité de désintégration selon une voie donnée est fonction de la densité d'états au point selle.

Lorsque l'énergie d'excitation du noyau augmente, l'expérience montre (LOU 94) que l'intervalle de temps séparant deux cassures devient de plus en plus faible. Si l'on veut conserver une description statistique, il faut donc utiliser de nouveaux formalismes.

Le modèle de multifragmentation de Lopez et Randrup (LOP 90) est une extension du formalisme de l'état transitoire utilisé dans le cas de la fission binaire séquentielle. Les caractéristiques du noyau avant la cassure sont déterminées par un point selle généralisé à plusieurs dimensions. L'évolution du système entre le point selle et la cassure en plusieurs fragments est décrite par un courant de transition d'états.

Les modèles de multifragmentation de Gross (GRO 87) et de Bondorf (BON 85) considèrent une émission simultanée de fragments par un noyau excité de faible densité, appelée densité de freeze-out. La taille de ces fragments, ainsi que leur nombre, sont calculés dans le cadre de la thermodynamique statistique (ensemble microcanonique dans le modèle de Gross, ensemble canonique dans le modèle de Bondorf). Avec ce formalisme, la probabilité d'observer une configuration donnée dans l'espace des phases est directement reliée au nombre d'états accessibles à cette configuration. On obtient ce nombre à partir des densités de niveaux du noyau.

Le modèle de Friedman (FRI 90) considère une expansion dynamique du système pendant la phase de désexcitation. Cette expansion se produit sous l'effet de la pression thermique et d'une éventuelle phase initiale de compression-décompression, prédite par les modèles dynamiques.

II. Comparaison de deux simulateurs

Nous présentons dans ce paragraphe les hypothèses physiques contenues dans les codes GENEVE (WIE 93) et EUGENE (DUR 92). Ces programmes ont permis de reproduire de nombreux résultats expérimentaux observés jusqu'aux énergies de Fermi

($E \leq 40$ MeV/u). Leur grand intérêt est leur capacité à générer un grand nombre d'événements en un temps de calcul relativement modéré.

L'hypothèse commune aux deux simulateurs est qu'il est possible de décomposer la collision en deux étapes indépendantes: une étape de voie d'entrée, conduisant à la formation de un ou deux noyaux excités, et une étape de désexcitation de ces noyaux excités.

II.1. Le simulateur GENEVE

II.1.1. Le modèle de voie d'entrée

A partir du paramètre d'impact de la réaction et de l'énergie incidente du projectile, on évalue le transfert incomplet d'impulsion et les caractéristiques du ou des noyaux excités formés (énergie cinétique, énergie d'excitation, moment angulaire).

II.1.1.1. Prééquilibre

Le transfert plus ou moins incomplet d'impulsion lors de la formation d'un noyau de fusion peut s'expliquer par l'émission de particules légères, dites particules de prééquilibre, dans les premiers instants de la réaction. Les données expérimentales conduisent à penser que le prééquilibre est produit en majorité par le noyau le plus léger. On peut reproduire cette tendance en utilisant un modèle basé sur des considérations géométriques dans l'espace des impulsions (GRE 84).

Dans ce modèle, on considère que la zone de contact entre les deux noyaux permet le passage de nucléons d'un noyau vers l'autre. Par couplage entre la vitesse relative des deux noyaux et la vitesse intrinsèque des nucléons due à leur mouvement de Fermi, certains nucléons du projectile peuvent avoir une énergie suffisante pour vaincre le champ moyen de la cible et s'échapper. Le même raisonnement peut être fait pour les nucléons de la cible qui passent au travers du projectile. On estime ce nombre de particules de prééquilibre en comptant le nombre d'états accessibles dans l'espace des impulsions. C'est le volume hachuré de la figure III.1.

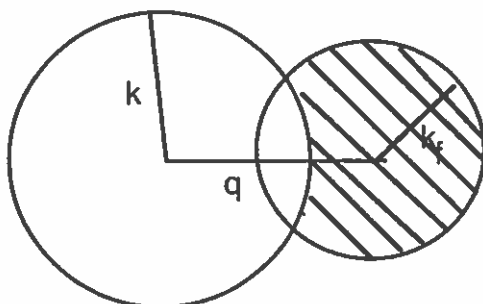


Figure III.1 : Estimation du nombre de particules de prééquilibre dans l'espace des impulsions.

$k_F = 1,36 \text{ fm}^{-1}$ est l'impulsion de Fermi du noyau accepteur.

k est l'impulsion minimale que doit avoir un nucléon du noyau donneur pour s'échapper :

$$\hbar k = \sqrt{2m(\epsilon_F + E_L + V_C)} \quad (\text{III.1})$$

où ϵ_F est l'énergie de Fermi, E_L l'énergie de liaison, et V_C la barrière coulombienne.

La distance q séparant les deux sphères est donnée par :

$$q = (q_{\text{rel}})_{//} * \frac{A_t}{A_t + A_p} \quad \text{ou} \quad q = (q_{\text{rel}})_{//} * \frac{A_p}{A_t + A_p} \quad (\text{III.2})$$

selon que l'on considère les particules de prééquilibre provenant du projectile ou celles provenant de la cible.

A_p est la masse du noyau projectile et A_t la masse du noyau cible.

$(q_{\text{rel}})_{//}$ est l'impulsion radiale, c'est-à-dire la projection de l'impulsion relative entre les deux noyaux sur l'axe joignant leurs centres.

II.1.1.2. Fusion

Après cette étape de prééquilibre, le système évolue soit vers la fusion, soit vers une collision de type profondément inélastique. On considère qu'il y a fusion entre les noyaux projectile et cible si le moment angulaire associé au mouvement relatif des deux noyaux $\hbar l$ est inférieur au moment angulaire maximum de fusion $\hbar l_{\text{crit}}$. Cette valeur limite l_{crit} correspond au moment angulaire pour lequel il n'y a plus de poche dans le potentiel d'interaction des deux noyaux.

On a :

$$\hbar l = b \sqrt{2\mu E_{cm}}, \text{ avec } \mu = \frac{A_p A_t}{A_p + A_t} \text{ et } E_{cm} = \mu \epsilon_p \quad (\text{III.3})$$

ϵ_p est l'énergie incidente par nucléon.

Si $l > l_{crit}$, le système conserve la configuration qu'il avait après la phase de prééquilibre, c'est-à-dire deux noyaux distincts. Sinon, il y a fusion des deux noyaux.

II.1.1.3. Collisions binaires

Les collisions qui ne conduisent pas à un noyau de fusion sont décrites par un mécanisme de diffusion profondément inélastique. De tels phénomènes ont été mis en évidence à basse et à moyenne énergie de bombardement. Ils sont interprétés comme la formation d'un système dinucléaire pendant un court instant, ce qui autorise un échange d'énergie par transfert de nucléons. Le temps d'interaction entre les deux noyaux résulte d'une compétition entre les forces nucléaires attractives et les forces coulombiennes répulsives. Il peut être directement relié à l'angle de réémission du quasi-projectile.

a) Dissipation de l'énergie

Une partie de l'énergie incidente du projectile non convertie en énergie de recul du système est gelée sous forme d'énergie coulombienne et d'énergie de rotation. L'énergie restante E_{dis} est partiellement dissipée en énergie thermique E_{th} . Dans le modèle, cette proportion est paramétrisée en fonction du paramètre d'impact b . On a :

$$E_{dis} = E_{cm} - E_{rot} - E_{coul} \quad (\text{III.4})$$

$$E_{th} = (f(b))^2 * E_{dis} \quad (\text{III.5})$$

E_{cm} est l'énergie disponible dans le centre de masse, calculé après la phase de prééquilibre.

E_{rot} est l'énergie collective de rotation :

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2} * \frac{l_0 (l_0 + 1)}{I_p + I_t + \frac{A_p A_t}{A_p + A_t} (R_p + R_t)^2} \quad (\text{III.6})$$

l_0 est le moment angulaire associé au paramètre d'impact.

E_{coul} est l'énergie coulombienne des deux noyaux.

La fonction f ne dépend que du paramètre d'impact b :

$$f(b) = \frac{b_{\max} - b}{b_{\max} - b_{\text{dis}}} \quad (\text{III.7})$$

$$f(b)=1 \text{ si } b \leq b_{\text{dis}}$$

b_{\max} est le paramètre d'impact correspondant aux collisions rasantes.

b_{dis} est un paramètre ajustable du modèle pris en général égal à 4 fm.

Le partage de l'énergie thermique entre le quasi-projectile et la quasi-cible dépend du paramètre d'impact. On passe progressivement de l'égalité des énergies d'excitation déposées dans le cas des collisions rasantes à l'égalité des températures dans le cas des collisions centrales. Ce traitement est en accord avec les résultats présentés dans la référence (BOR 91). Les auteurs signalent également que le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique est une fonction décroissante de l'énergie incidente, ce qui est à relier à l'augmentation des interactions à deux corps.

L'énergie thermique du noyau i est alors donnée par :

$$E_{\text{th}i} = \frac{1}{2}E_{\text{th}}*(1-f(b)) + E_{\text{th}}*f(b)*\frac{A_i}{A_p+A_t}, \quad i=\text{projectile, cible} \quad (\text{III.8})$$

b) Dissipation du moment angulaire

La transformation du moment angulaire initial l_0 en moment angulaire l_p et l_t des deux noyaux est évaluée dans l'hypothèse du collage pour les collisions périphériques. On a :

$$l_i = f(b)*l_0*\frac{I_i}{I_p + I_t + \mu R^2}, \quad i=\text{projectile, cible} \quad (\text{III.9})$$

où :

I_i est le moment d'inertie du noyau i calculé dans l'hypothèse d'une sphère rigide.

μ est la masse réduite du système.

R est la distance séparant les centres des deux noyaux.

Les énergies de rotation des deux noyaux sont données par :

$$E_{\text{ri}} = f(b)*E_{\text{rot}}*\frac{I_i}{I_p + I_t + \mu R^2}, \quad i=\text{projectile, cible} \quad (\text{III.10})$$

c) Energie d'excitation et énergie cinétique

L'énergie d'excitation du noyau i est la somme de son énergie thermique et de son énergie de rotation :

$$E_i^* = E_{thi} + E_{ri}, \quad i=\text{projectile, cible} \quad (\text{III.11})$$

L'énergie cinétique à partager entre les deux noyaux est donnée par la loi de conservation de l'énergie totale:

$$E_{cin} = (1 - f(b)^2) \cdot E_{dis} + E_{rel} + E_{coul}$$

avec $E_{rel} = E_{rot} - E_{rp} - E_{rt}$

Par conservation de l'impulsion, l'énergie cinétique du noyau i E_{ci} s'écrit alors:

$$E_{ci} = E_{cin} \cdot \frac{A_i}{A_p + A_t}, \quad i=\text{projectile, cible} \quad (\text{III.12})$$

d) Angle d'émission des sources

L'angle d'émission du quasi-projectile est tiré dans une distribution gaussienne centrée à l'angle d'effleurement θ_{eff} pour les collisions les plus rasantes et centrée à un angle intermédiaire θ_m donné par :

$$\theta_m = \theta_{eff} \cdot (1 - f(b)) \quad (\text{III.13})$$

pour les collisions intermédiaires et centrales.

La largeur de la distribution gaussienne dépend également du paramètre d'impact :

$$\sigma = \theta_m \cdot f(b) \quad (\text{III.14})$$

L'angle d'émission de la quasi-cible est déduit de θ_m par conservation de l'impulsion du système.

II.1.2. Le modèle de désexcitation

Le modèle de désexcitation est comparable à celui utilisé dans le code GEMINI (CHA 88), et consiste en une série de désintégrations séquentielles. La principale différence entre les deux codes réside dans le calcul des largeurs partielles de désexcitation ainsi que dans la liste des fragmentations possibles. Il permet de reproduire les données expérimentales obtenues à basse énergie ($E \leq 20$ MeV/u).

Les données de départ sont les caractéristiques du noyau excité : charge, masse, énergie d'excitation, moment angulaire; les résultats du calcul sont ces mêmes caractéristiques pour les particules légères et les fragments émis.

A chaque étape de désexcitation, toutes les fragmentations possibles du noyau père en deux noyaux fils appartenant à une table de référence sont considérées. Cette table de référence est constituée de noyaux contenus dans les tables de masses expérimentales. Les fragments produits peuvent également se désexciter si leurs énergies d'excitation sont suffisantes (désexcitations secondaires).

Moretto (MOR 75), puis Swiatecki (SWI 83), ont proposé de traiter avec le même formalisme tous les processus de désexcitation des noyaux excités, de l'émission de particules légères à la fission symétrique. L'inconvénient de leur approche est de sous-estimer la production de particules légères par rapport aux fragments. On est alors conduit, afin de reproduire au mieux les sections efficaces expérimentales des distributions en charges, à utiliser des formalismes différents selon la charge des noyaux fils : formalisme de Hauser-Feshbach (HAU 52) pour les particules légères et formalisme de l'état transitoire de Moretto (MOR 75) pour les fragments.

Le simulateur GENEVE ne prend pas en compte une dépendance éventuelle avec la température des barrières d'émission. Il existe en effet peu de données expérimentales sur les barrières de fission asymétriques, et c'est pour cela que l'on ne connaît pas de manière précise leur évolution en fonction de la température et du moment angulaire. Ce vide expérimental fait qu'il n'existe pas de description théorique du type "goutte liquide chaude" en rotation. Au niveau des codes, on préfère alors traiter un des deux aspects seulement (température ou moment angulaire).

II.1.2.1. Evaporation de particules légères

La largeur de désintégration d'un noyau (A, Z), d'énergie d'excitation E^* , et de moment angulaire l_0 en une particule légère (A_1, Z_1) et un noyau résiduel (A_2, Z_2) est calculée à partir de la configuration de scission. Cette situation correspond au dernier stade de la déformation d'un noyau qui fissionne, les deux noyaux fils commençant tout juste à se repousser par interaction coulombienne. L'énergie correspondant à cette

configuration est donnée par les formules de Vaz et Alexander (VAZ 84), expressions empiriques des barrières de fusion pour les particules légères :

$$E_{\text{sci}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{1,18 \cdot (A_2)^{1/3} + f(Z_1)} \quad (\text{III.15})$$

avec $f(1)=3,928$ et $f(2)=4,642$

La largeur partielle de décroissance Γ est donnée par :

$$\Gamma = \frac{\sqrt{a}}{(2l_0+1)I_2} \sum_{l_1} \sum_{l_2} (2l_2+1) T \left(\frac{E_a}{E_b} \right)^2 \exp(2\sqrt{aE_b} - 2\sqrt{aE_a}) \quad (\text{III.16})$$

l_1 et l_2 sont les moments angulaires de la particule légère et du noyau résiduel.

$a = \frac{A}{8,5}$ est le paramètre de densité de niveaux du noyau fils.

$$E_a(l_0) = E^* - \frac{\hbar^2}{2I_0} l_0(l_0+1)$$

$$E_b(l_1, l_2) = E^* + Q - E_{\text{sci}} - \frac{\hbar^2}{2I_2} l_2(l_2+1) - \frac{\hbar^2}{2I_r} l_1(l_1+1)$$

$I_2 = \frac{2}{5} A_2 (R_2)^2$ est le moment d'inertie du noyau résiduel.

$$I_r = \mu (R_1 + R_2)^2, \text{ avec } \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$$

T est la température du noyau fils au point de scission donnée par :

$$E_b = aT^2 - \frac{3}{2}T$$

La chaleur de réaction Q est calculée à partir des tables de masses expérimentales.

II.1.2.2. Emission de fragments

La largeur de décroissance d'un noyau (A, Z) en deux fragments (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2) est calculée suivant le formalisme développé par Moretto (MOR 75) :

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_0^{E^* - E_{\text{selle}}(J_0)} \rho_{\text{selle}}(U_{\text{selle}}, J_0) dE \quad (\text{III.17})$$

La densité de niveaux ρ_{selle} , l'énergie thermique U_{selle} , et l'énergie de rotation et de déformation $E_{\text{rot}}(J_0)$ sont déterminées au point selle, c'est-à-dire pour l'état de déformation par lequel un noyau doit obligatoirement passer avant de fissionner.

J_0 est le spin du noyau (A, Z) .

L'énergie thermique est : $U_{\text{selle}} = E^* - E_{\text{selle}}(J_0) - \varepsilon$

L'énergie de point selle E_{selle} est calculée à partir du potentiel d'interaction de deux sphéroïdes, avec un potentiel nucléaire du type Yukawa + Exponentiel (KRA 79). On peut ainsi tenir compte de la portée finie de la force nucléaire et de la surface diffuse du noyau.

Le potentiel nucléaire s'écrit :

$$V_{\text{nuc}} = \frac{V_1 C'_s}{(r_0^2) * (2 + \frac{s}{a}) * (R_1 + R_2 + s)} \left(- (2 + \frac{s}{a}) \exp(-\frac{s}{a}) \right) \quad (\text{III.18})$$

avec :

$$r_0 = 1,18 \text{ fm}$$

$$R_i = r_0 (A_i)^{1/3}, \quad i=1,2$$

$$V_1 = a(R_1 - a)(R_2 - a) \left(4 - \frac{R_1}{R_1 - a} - \frac{R_2}{R_2 - a} + \frac{s}{a} \right)$$

$$C'_s = \sqrt{C_s(1)C_s(2)}$$

$C_s = a_s(1 - \kappa_s I^2)$ est la constante d'énergie de surface corrigée.

$a = 0,65$ est la portée de la fonction de Yukawa donnée dans la référence (KRA 79).

$$s = r - (R_1 + R_2)$$

r est la distance qui sépare les centres des deux noyaux au point de scission.

Le potentiel coulombien s'écrit :

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad (\text{III.19})$$

et le potentiel d'interaction total est : $V_t = V_{\text{nuc}} + V_c$

L'énergie de point selle E_{selle} dépend du potentiel d'interaction total V_t et de la charge des noyaux fils Z_1 et Z_2 :

$$E_{\text{selle}} = (V_t - Q) \cdot f(Z_1, Z_2) \quad (\text{III.20})$$

$$f(Z_1, Z_2) = 0,3749 + 2,04 \cdot 10^{-2} (Z_1 + Z_2) - 2,34 \cdot 10^{-4} (Z_1 + Z_2)^2$$

Q est le bilan de la réaction, calculé à partir des prédictions d'un modèle de goutte liquide.

Dans les codes, on considère en général une valeur approchée de la largeur de décroissance Γ :

$$\Gamma = T \left(\frac{E_a}{E_b} \right)^2 \cdot \exp(2\sqrt{aE_b} - 2\sqrt{aE_a}) \quad (\text{III.21})$$

$$E_a = E^* - \frac{\hbar^2}{2I_0} l_0(l_0 + 1)$$

$$E_b = E^* - E_{\text{selle}} - \frac{\hbar^2}{2(I_1 + I_2 + I_r)} l_0(l_0 + 1)$$

T est la température du noyau père au point selle.

A partir des largeurs partielles de désexcitation, on sélectionne alors une voie de sortie par un tirage Monte-Carlo.

II.1.2.3. Partage du moment angulaire initial

Les moments angulaires l_1 et l_2 des deux fragments sont calculés avec l'hypothèse du collage, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de glissement relatif des surfaces des deux noyaux au point de contact :

$$l_i = l_0 \frac{I_i}{I_t}, \quad i=1,2 \quad (\text{III.22})$$

l_0 est le moment angulaire initial.

I_i est le moment d'inertie du noyau i .

I_t est le moment d'inertie total :

$$I_t = \frac{2}{5}A_1(R_1)^2 + \frac{2}{5}A_2(R_2)^2 + \frac{A_1A_2}{A_1+A_2}(R_1+R_2)^2$$

Le moment angulaire initial l_0 détermine également les énergies de rotation des deux fragments :

$$E_{\text{rot}i} = \frac{\hbar^2}{2I_t} l_0(l_0+1) \frac{I_i}{I_t} \quad (\text{III.23})$$

II.1.2.4. Partage de l'énergie d'excitation

L'énergie à partager entre les fragments vaut :

$$E_f^* = E_b - E_{\text{rot}1} - E_{\text{rot}2} - E_m \quad (\text{III.24})$$

où E_m est une énergie cinétique tirée suivant une maxwellienne d'énergie moyenne $2T$. Le partage est fait avec l'hypothèse de l'équilibre thermique, c'est-à-dire l'égalité des températures des deux noyaux. L'énergie d'excitation de chaque fragment est alors le résultat du partage augmenté de son énergie de rotation.

L'énergie cinétique des fragments est la fraction de l'énergie initiale non transformée en énergie d'excitation. Elle est partagée entre les fragments suivant la loi de conservation de l'impulsion. Un tirage aléatoire détermine la direction d'émission du premier fragment dans le référentiel de l'émetteur, le deuxième fragment étant émis à 180° du premier.

II.2. Le simulateur EUGENE (DUR 92)

II.2.1. Le modèle de voie d'entrée

L'idée principale du modèle pour décrire la voie d'entrée repose sur la détermination des trajectoires des noyaux projectile et cible à partir des lois de la dynamique. On calcule donc à chaque instant le potentiel d'interaction des deux partenaires, et on évalue leurs variations de position et d'impulsion sous l'effet de ce potentiel d'interaction qu'ils créent mutuellement. Lorsque les noyaux se recouvrent partiellement, les nucléons présents dans la zone de recouvrement peuvent transiter d'un noyau vers l'autre. A partir de l'énergie échangée par collision élastique entre nucléons, on détermine si un nucléon de la zone de recouvrement peut échapper au potentiel des deux noyaux. On connaît ainsi en fin de réaction l'énergie évacuée par les particules de prééquilibre (particules légères émises au début de la collision), donc l'énergie d'excitation du système.

II.2.1.1. Trajectoire des noyaux

Le potentiel d'interaction de deux noyaux à proximité l'un de l'autre est donné par (BAS 74) :

$$V_l(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l^2}{2\mu r^2} - a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3} \frac{d}{(R_1 + R_2)} \exp\left(-\frac{r - (R_1 + R_2)}{d}\right) \quad (\text{III.25})$$

et est composé d'une partie coulombienne, d'une partie centrifuge, et d'une partie nucléaire.

r est la distance séparant les centres des deux noyaux.

A_i , Z_i , R_i sont les masse, charge, et rayon du noyau i ($i=1,2$).

l est le moment angulaire du système.

a_s est la constante d'énergie de surface qui apparait dans la formule de masse obtenue par un modèle de goutte liquide.

d est la portée de l'interaction nucléaire.

Sous l'effet de ce potentiel $V=V_l(r)$, les noyaux subissent une variation d'impulsion ΔP :

$$\vec{\Delta P} = \int_{\Delta t} \vec{F} dt, \quad \text{avec } \vec{F} = - \overrightarrow{\text{grad}} V \quad (\text{III.26})$$

et une modification de leur trajectoire Δr :

$$\vec{\Delta r} = \int_{\Delta t} \frac{\vec{P}}{m} dt \quad (\text{III.27})$$

II.2.1.2. Zone de recouvrement

Le nombre de nucléons présents à l'instant t dans la zone de recouvrement des deux noyaux est calculé à partir de la densité moyenne de nucléons dans la matière nucléaire :

$$\rho = 0,17 \text{ fm}^{-3}$$

et du volume de recouvrement des deux noyaux, considérés comme des sphères à bords francs, de rayon R :

$$R = r_0(A)^{1/3}$$

II.2.1.3. Prééquilibre

La première étape consiste à déterminer l'énergie échangée par collision élastique entre les nucléons situés dans la zone de recouvrement et le reste du système. Une telle description du type cascade intranucléaire, qui privilégie l'effet des collisions à deux corps, a été développée pour modéliser les collisions entre noyaux à haute énergie de bombardement ($E > 100 \text{ MeV/u}$).

On décide s'il y a collision nucléon-nucléon à partir d'un tirage Monte-Carlo (voir Annexe 1). Le trajet d'un nucléon issu de la zone de recouvrement entre les instants t et $t + \Delta t$ est donné par:

$$\vec{\Delta r} = \int_{\Delta t} \vec{v}_i dt, \text{ où } \vec{v}_i \text{ est la vitesse du nucléon } i.$$

Cette vitesse est la somme de la vitesse relative des deux noyaux et de la vitesse du nucléon dans le référentiel du noyau d'origine. Pour tenir compte du mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau, cette vitesse intrinsèque est tirée de manière aléatoire,

ses composantes v_{ix} , v_{iy} , v_{iz} pouvant prendre des valeurs comprises entre $-v_f$ et $+v_f$, où v_f est la vitesse de Fermi ($v_f/c=0,27$).

Le libre parcours moyen, compris entre 6 fm et 7 fm, est un paramètre ajustable du modèle qui ne dépend pas de l'énergie du nucléon. Il intervient au niveau des tirages Monte-Carlo et correspond physiquement à une distance moyenne parcourue par un nucléon entre chaque collision nucléon-nucléon.

La deuxième étape consiste à déterminer, quand il y a eu collision, si le nucléon le plus rapide après la collision devient une particule de prééquilibre. Il faut pour cela que ce nucléon soit proche de la surface d'un noyau, et que son énergie soit supérieure à la hauteur du puits de potentiel de ce noyau (quantité évaluée à 30 MeV). Si ces conditions ne sont pas vérifiées, on considère que le nucléon ne peut pas s'échapper du noyau.

II.2.1.4. Nombre et caractéristiques des noyaux excités

A la fin de la collision, c'est-à-dire au bout d'un temps de référence égal à 2500 fm/c, on compare la distance d séparant les centres des deux noyaux à une distance de référence d_{crit} égale à la somme de leurs rayons.

Si $d \leq d_{crit}$, on considère qu'il y a fusion. Dans le cas contraire, on garde la configuration de départ à deux noyaux.

Les caractéristiques du noyau de fusion ou des deux noyaux excités sont déterminées à partir du bilan cinématique de la réaction :

$$E = E^* + Q + E_{cin} + E_{preeq} \quad (III.28)$$

E est l'énergie incidente du projectile.

E^* est l'énergie d'excitation totale du système.

Q est le bilan massique de la réaction.

E_{cin} est l'énergie cinétique totale du système.

E_{preeq} est l'énergie emportée par les particules de prééquilibre.

Le partage de l'énergie d'excitation est fait dans le rapport des masses des deux noyaux. On ne prend pas en compte une éventuelle énergie de rotation des fragments.

II.2.2. Le modèle de désexcitation

Le modèle de désexcitation est basé sur la méthode de l'état transitoire (MOR 75, SWI 83), dans laquelle on considère que la largeur de désintégration est imposée par la densité d'états au point selle, état particulier de la déformation d'un noyau. Tous les modes de désintégration du noyau, de l'émission de particules légères à la fission symétrique, sont traités avec ce formalisme. Une correction à cette théorie est cependant apportée de manière à prendre en compte d'une part les temps caractéristiques d'émission de particules légères et de fission, et d'autre part la dépendance des barrières d'émission avec la température du noyau émetteur.

II.2.2.1. Probabilité de transition

La largeur de désintégration correspondant à la désexcitation du noyau père (A, Z, E^*) en deux noyaux fils (A_1, Z_1, E_1^*) et (A_2, Z_2, E_2^*) s'écrit :

$$\Gamma = \frac{T}{2\pi} \left(\frac{E^*}{E^* - B} \right)^2 \exp \left(2\sqrt{a(E^* - B)} - 2\sqrt{aE^*} \right) \quad (\text{III.29})$$

où T est la température du noyau père, B la barrière de fission au point selle, et a le paramètre de densité de niveaux du noyau père.

Le partage de l'énergie d'excitation entre les deux noyaux fils est fait avec l'hypothèse de l'égalité thermique :

$$E_i^* = \frac{a_i}{a_1 + a_2} (E^* - B), \quad i=1,2 \quad (\text{III.30})$$

où a_i est le paramètre de densité de niveaux du noyau i (GUE 88) :

$$a(A, Z) = \frac{A}{18,87} \left(1 + \frac{1,797}{A^{1/3}} + \frac{1,049}{A^{2/3}} + \frac{1,856}{A} + \frac{1,059 \cdot 10^{-2} \cdot Z^2}{A^{4/3}} + \frac{0,318 \cdot Z^2}{A^2} \right) \quad (\text{III.31})$$

II.2.2.2. Temps caractéristiques

L'expérience montre (RIV 82) qu'un noyau en voie de fissionner dont la température atteint quelques MeV émet des particules légères avant de fissionner. Une explication théorique a été proposée par Grangé (GRA 84). Elle est basée sur la comparaison du temps caractéristique d'évaporation de particules légères avec le temps

nécessaire pour atteindre le point selle. On montre alors que l'émission de particules légères avant fission est d'autant plus importante que la température du noyau est élevée. Cette production de particules légères a pour effet de retarder la fission et de permettre au noyau de reconstruire une nouvelle barrière de potentiel, ce qui peut conduire à inhiber la voie de fission.

Afin de simuler ce "retard à la fission", la largeur de désintégration de la théorie statistique est pondérée par une fonction $g_i(t)$. On a :

$$\Gamma = \Gamma_i^{\text{stat}} g_i(T) \quad (\text{III.32})$$

avec :

$$g_i(T) = \frac{\tau_n}{\tau_i} \text{ si } \tau_n \leq \tau_i$$

$$g_i(T) = 1 \text{ si } \tau_n \geq \tau_i$$

τ_n , temps d'émission d'un neutron, correspond en général au processus le plus rapide. Pour un noyau de masse A à la température T , τ_n est donné par (DUR 93) :

$$\tau_n(\text{fm/c}) = 9 \cdot 10^3 \cdot T^{-2} \cdot A^{-2/3} \cdot \exp\left(\frac{Q_n}{T}\right) \quad (\text{III.33})$$

où Q_n est l'énergie de liaison du neutron.

τ_i , temps de désintégration suivant le canal i , est obtenu à partir des calculs de Grangé (GRA 83) :

$$\tau_i = \frac{1}{\beta} \cdot \text{Log}\left(\frac{10 \cdot B_i}{T}\right) \quad (\text{III.34})$$

où β est la viscosité de la matière nucléaire et B_i la barrière d'émission.

Le retard à la fission est probablement plus faible pour l'émission de fragments légers que pour des fragments issus d'une fission plus symétrique. Cela conduit à considérer une dépendance en masse de la fonction de pondération $g_i(T)$:

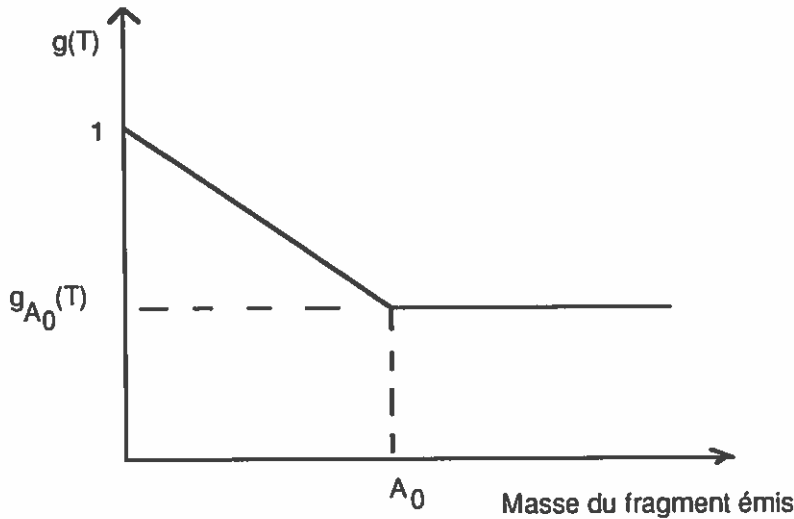


Figure III.2 : Evolution de la fonction de pondération $g(T)$

On calcule la fonction $g(T)$ pour la masse $A=A_0$ à partir des formules précédentes, et on impose :

$$g(T) = g_{A_0}(T) \text{ si } A \geq A_0$$

Pour un fragment de masse $A < A_0$, la fonction $g(T)$ correspondante est le résultat de l'interpolation linéaire entre 1 et $g_{A_0}(T)$.

La valeur choisie pour A_0 ($A_0=20$) permet de reproduire les sections efficaces de production de fragments de masses intermédiaires pour différents systèmes (DUR 92).

II.2.2.3. Calcul des barrières d'émission

La barrière d'émission est calculée à partir de la relation donnant l'énergie de point selle proposée par Swiatecki et développée par Randrup (RAN 89). Pour un système (A, Z) qui fissionne en deux fragments (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2) , elle est donnée par :

$$B = 4\pi^2 \gamma \left[u^2 + w^2 - 1 + \frac{12}{5} x_0 (u^5 + w^5 - 1) + \frac{5}{3} \frac{u^3 w^3}{3u + w} + 2 \left(\frac{uw}{u+w} \right)^2 (-x_{cf} + x_{cf}^3 - \sigma_1 x_{cf} (1 - x_{cf})^2) \right] \quad (\text{III.35})$$

$$\text{où } R_i = r_0 A_i^{1/3}, \quad r_0 = 1,22 \text{ fm}$$

$$u = \frac{R_1}{R_0}, \quad w = \frac{R_2}{R_0}$$

$$\gamma = \frac{a_2}{4\pi r_0^2}$$

a_2 est la constante d'énergie de surface.

$$\sigma_1 = \frac{s_1}{2\bar{R}}, \text{ avec } \bar{R} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \text{ et } s_1 = 2 \text{ fm}$$

$$x_0 = \frac{6}{5} \frac{Z^2 e^2}{16\pi\gamma R_0^3}, \quad x_{cf} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\gamma \bar{R} (R_1 + R_2)^2}$$

Lorsque l'on calcule l'énergie d'un noyau excité à partir de méthodes semi-classiques (Thomas-Fermi), les paramètres de la formule de masse de Weisacker deviennent des fonctions de la température (GUE 88). Cette dépendance en température apparait dans la barrière d'émission à travers la constante d'énergie de surface a_2 :

$$a_2(T) = a_2(0) * (1 - \chi_i T^2) \quad (\text{III.36})$$

avec :

$$a_2(0) = 17,94$$

$$\chi_i = 5,53 * 10^{-3}$$

On montre alors qu'un accroissement de la température a pour effet d'abaisser les barrières de fission.

Lorsque la température du noyau émetteur dépasse 7 MeV, il est certain que les limites de validité des théories statistiques sont atteintes. On impose alors que, lorsque la température du noyau dépasse cette valeur, le seul mode de désexcitation est une émission de particules légères.

II.3. Comparaison

En résumé, le point commun des deux simulateurs est de séparer la collision en deux phases distinctes : formation des noyaux excités avec émission de prééquilibre, puis désexcitation de ces noyaux. Les différences essentielles résident dans la modélisation de ces deux étapes.

Dans le code EUGENE, on décrit l'interaction entre les noyaux projectile et cible à chaque instant de la collision. Ce traitement dynamique donne en fin de calcul le prééquilibre et le nombre de noyaux excités, ainsi que leurs caractéristiques. Dans le code GENEVE, on reproduit l'état final de la voie d'entrée à partir de formules empiriques.

Dans l'étape de désexcitation, le code EUGENE prend en compte une dépendance avec la température des barrières de fission, ainsi qu'une émission de particules légères avant fission. De plus, les largeurs partielles de désexcitation en particules légères et en fragments sont calculées à partir du même formalisme. Au niveau du code GENEVE, ces largeurs partielles de désexcitation sont traitées avec un formalisme différent selon la charge des noyaux fils émis. On considère de plus que les barrières de fission dépendent du moment angulaire du noyau qui fissionne.

Enfin, on notera que des améliorations sont apportées actuellement aux deux générateurs. Le code GENEVE modélise l'émission des particules sous l'effet du moment angulaire du noyau émetteur. Les particules légères et les fragments sont émis préférentiellement dans un plan perpendiculaire au moment angulaire du noyau père. Cette amélioration était nécessaire pour tenter de reproduire les corrélations azimutales entre fragments (BEN 95).

Chapitre IV : Résultats expérimentaux

Ce chapitre présente des résultats expérimentaux obtenus à 25, 32, 39, 45, et 50 MeV/u pour le système quasi-symétrique Xe + Sn. Notre étude porte ici uniquement sur des observables basées sur les quantités charge et localisation : distributions en multiplicité totale, distributions en charge, et distributions angulaires.

I. Efficacité de détection

La figure IV.1 présente un spectre bidimensionnel (multiplicité totale N_c , charge totale Z_{tot}) du système Xe + Sn à 50 MeV/u. La charge totale Z_{tot} correspond à la somme des charges identifiées dans l'événement.

Pour les plus faibles valeurs de N_c , le spectre se compose de deux branches distinctes. L'absence d'événements de charge totale comprise entre 75 et 104 (somme des charges des noyaux projectile et cible), lorsque $N_c \leq 10$, montre que la charge non détectée de la branche supérieure ne provient que d'un seul fragment. En raison des seuils d'identification des chambres d'ionisation, et également parce que la branche supérieure est centrée autour de la charge du projectile ($Z_{proj}=54$), le fragment non détecté est la quasi-cible.

De plus, l'absence d'événements de charge totale comprise entre 20 et 40 indique que deux gros fragments seulement sont produits dans la réaction, donc que les probabilités de fission du projectile et de la cible sont très faibles à cette énergie de bombardement.

Lorsque N_c augmente, les branches s'élargissent et la charge totale augmente en moyenne. Pour les multiplicités totales les plus élevées, on constate une forte corrélation entre N_c et Z_{tot} , et les événements correspondant sont "bien mesurés" ($Z_{tot} \geq 85$, à comparer avec $Z_{initial}=104$). le détecteur INDRA est donc bien adapté à l'étude des collisions les plus violentes.

La figure IV.2 présente le même spectre (N_c , Z_{tot}), pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u. On observe également l'existence de deux branches aux faibles valeurs de N_c , ainsi qu'une forte corrélation entre N_c et Z_{tot} pour les multiplicités totales les plus élevées. La différence essentielle par rapport aux résultats obtenus à 50 MeV/u est la présence d'événements entre les deux branches, ce qui pourrait être la conséquence de la fission du quasi-projectile ou de la quasi-cible (Voir § III.2).

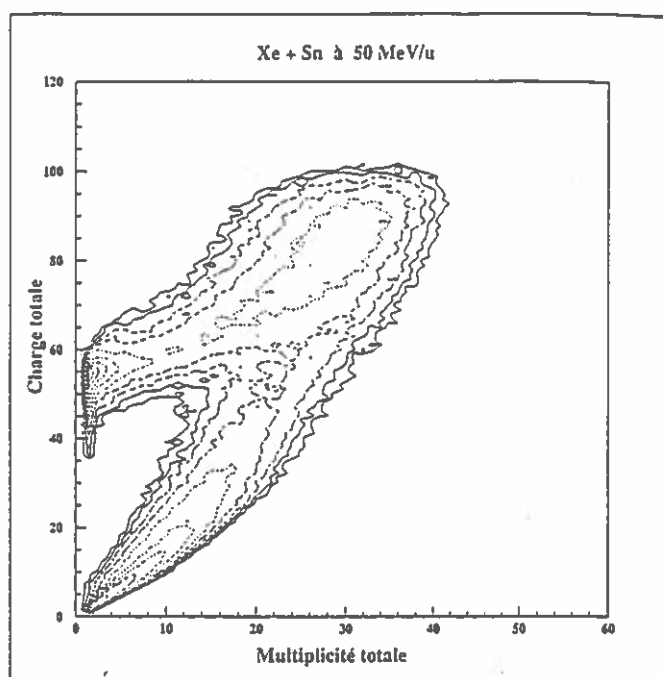


Figure IV.1 : Spectre bidimensionnel (Multiplicité totale, Charge totale), pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u.

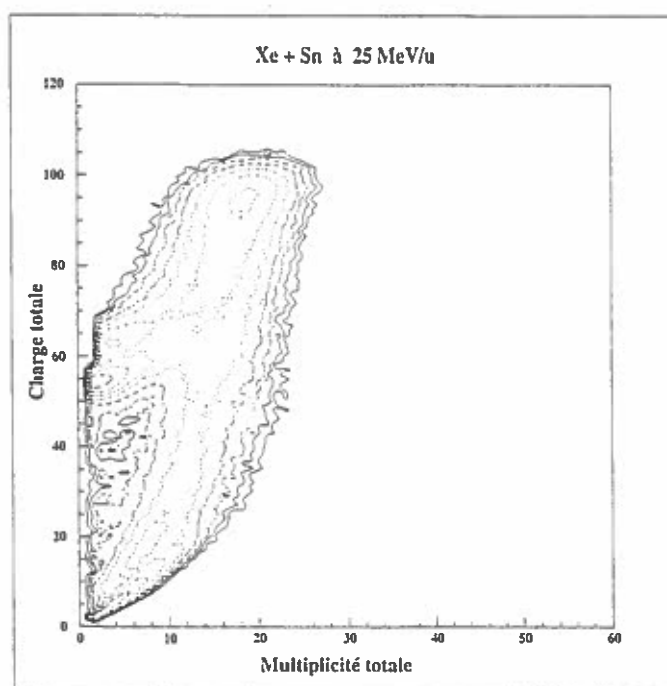


Figure IV.2 : Spectre bidimensionnel (Multiplicité totale, Charge totale), pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u.

II. Distributions en multiplicité totale

La figure IV.3 présente les distributions en multiplicité totale N_c (particules légères et fragments) obtenues pour le système Xe + Sn, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u. Ces courbes sont normalisées à l'unité sur $N_c \geq 4$. Les événements pour lesquels la multiplicité en particules chargées était inférieure à 4 n'ont pas été enregistrés pendant l'expérience. On observe une forte contribution aux faibles multiplicités totales, associée aux collisions très périphériques. Il apparaît ensuite un plateau, dont la largeur augmente régulièrement avec l'énergie de bombardement du système. Enfin, pour les plus grandes valeurs de N_c , c'est-à-dire pour les collisions les plus violentes, les distributions décroissent lentement.

A mesure que l'énergie incidente augmente, les courbes se déplacent vers des valeurs de plus en plus élevées de N_c . Cette évolution est régulière, indiquant qu'il n'y a pas de saturation du système de détection. C'est un résultat important car il est nécessaire, pour une bonne analyse des données, que le filtre expérimental apparaisse comme une perturbation et non pas comme l'élément dominant.

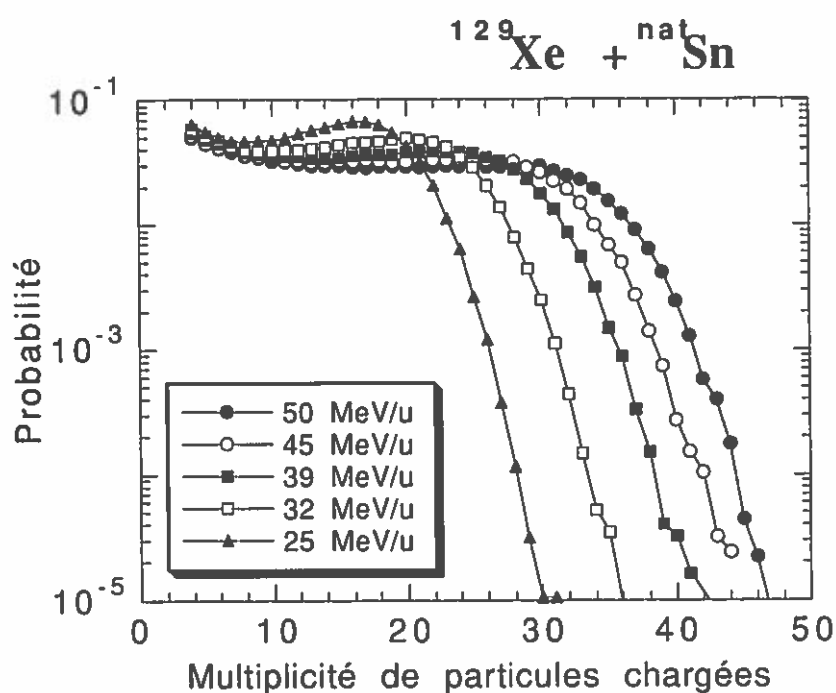


Figure IV.3 : Distributions en multiplicité totale pour le système Xe + Sn, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u. Les courbes sont normalisées à l'unité.

Nous avons utilisé ces courbes de multiplicité totale pour accéder à une estimation du paramètre d'impact des collisions. On peut relier le paramètre d'impact réduit b_r à la multiplicité totale N_c par (BOW 92) :

$$b_r(N_c) = \sqrt{\sum_{n=N_c}^{n=N_{cmax}} P(n)} \quad (IV.1)$$

avec $b_r = \frac{b}{b_{max}}$

b est le paramètre d'impact de la réaction.

b_{max} est le paramètre d'impact correspondant aux collisions les plus périphériques détectées.

N_{cmax} est la multiplicité totale maximale de la distribution.

L'intérêt de cette méthode repose sur l'hypothèse que le paramètre d'impact b est une échelle de violence de la collision permettant la comparaison, d'une énergie de bombardement à une autre, de différentes observables. Il est clair qu'elle ne donne qu'une approximation de ce paramètre d'impact. En particulier, une large plage en multiplicité totale est peuplée pour un b donné, ce que ne traduit pas la relation (IV.1). Cependant, si l'on souhaite un classement des collisions uniquement selon leur degré de violence, cette approximation semble justifiée, à condition de prendre en compte la totalité des événements et non pas des événements déjà sélectionnés.

III. Distributions en charge

III.1. Distributions en charge à différents angles

Les figures IV.4 et IV.5 présentent les distributions en charge, à 25 MeV/u et 50 MeV/u, pour les domaines angulaires couverts par les différentes couronnes du détecteur. Une normalisation sur les angles solides a été effectuée, de sorte que ces courbes sont les distributions en charge détectées en moyenne par événement, et par stéradian.

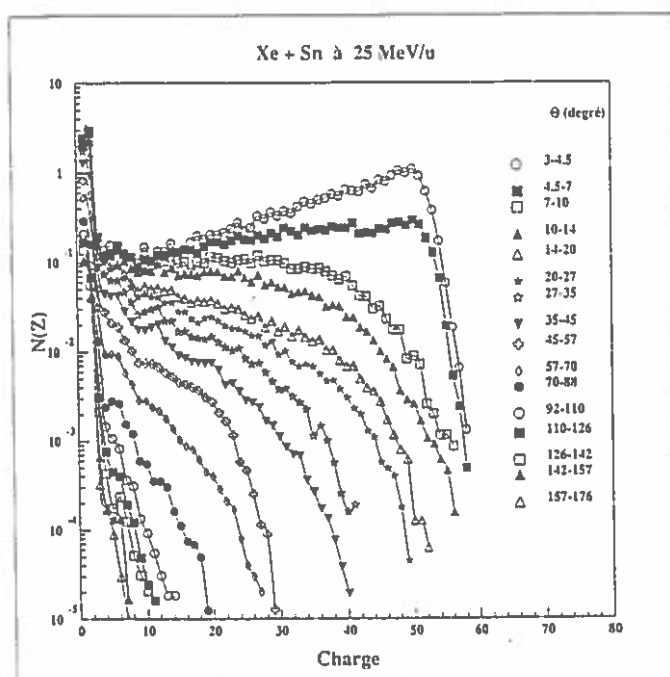


Figure IV.4 : Distribution en charge à 25 MeV/u, pour le système Xe + Sn, et pour différents domaines angulaires.

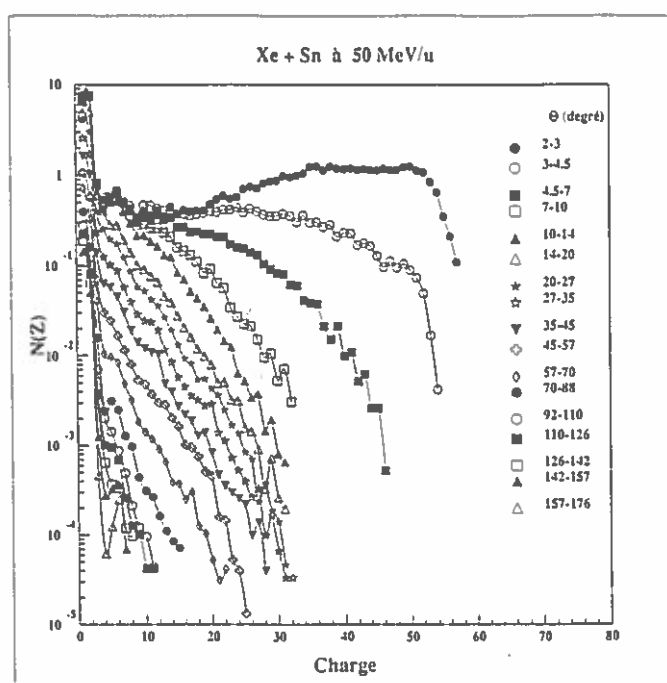


Figure IV.5 : Distribution en charge à 50 MeV/u, pour le système Xe + Sn, et pour différents domaines angulaires.

On observe une forte production de particules légères, quels que soient l'énergie incidente et l'angle de détection. Pour chaque domaine angulaire, les distributions en charge s'étendent moins loin lorsque l'énergie incidente augmente.

Aux petits angles, il apparaît une forte proportion de noyaux ayant une charge voisine de celle du projectile. Il existe deux effets limitant l'efficacité de détection de ces quasi-projectiles :

- A basse énergie incidente, les seuils d'identification dans les phoswichs sont supérieurs à l'énergie des fragments.
- A haute énergie incidente, une proportion importante des quasi-projectiles sont émis à très petits angles ($\theta < 2^\circ$) et ne sont donc pas détectés. Le tableau IV.1 donne les valeurs des angles d'effleurement calculés θ_{eff} (WIL 80) en fonction de l'énergie de bombardement E_b du système Xe + Sn.

E_b (MeV/u)	25	32	39	45	50
$\theta_{\text{eff}} (^\circ)$	5.5	4.2	3.4	2.9	2.6

Tableau IV.1 : Angles d'effleurement calculés du système Xe + Sn.

La probabilité de détection d'un noyau de charge Z donné décroît avec l'angle θ . C'est la conséquence de la focalisation vers l'avant des fragments, due à la collision d'un projectile sur une cible fixe. Ces résultats justifient l'adaptation de l'angle solide couvert par chaque module à l'angle de détection.

III.2. Distributions en charge intégrées ou sélectionnées en multiplicité totale.

Les charges des noyaux détectés, associées à la violence de la collision par l'intermédiaire de la multiplicité totale, permettent de donner une première indication du mécanisme qui les a produit.

La figure IV.6 présente les distributions en charge intégrées sur tous les angles, quelle que soit la multiplicité totale N_c , en moyenne par événement, et pour des énergies incidentes de 25, 39, et 45 MeV/u.

On observe :

- Un très fort taux de production de particules de charges $Z=1$ et $Z=2$, quelle que soit l'énergie incidente.
- Une décroissance régulière des distributions en charge entre $Z=3$ et $Z=45$, qui semble plus importante lorsque l'énergie incidente augmente.

- Une forte production de noyaux de charges $Z=50$ à $Z=54$, correspondant à la fragmentation du projectile dans les collisions périphériques.
- Une production relativement faible de noyaux de charges $Z=4$ et $Z=9$, liée à des effets de structure nucléaire et d'énergie de liaison défavorables pour ces éléments. On notera cependant que les scintillateurs CsI(Tl) identifient une partie des noyaux de ^8Be produits.

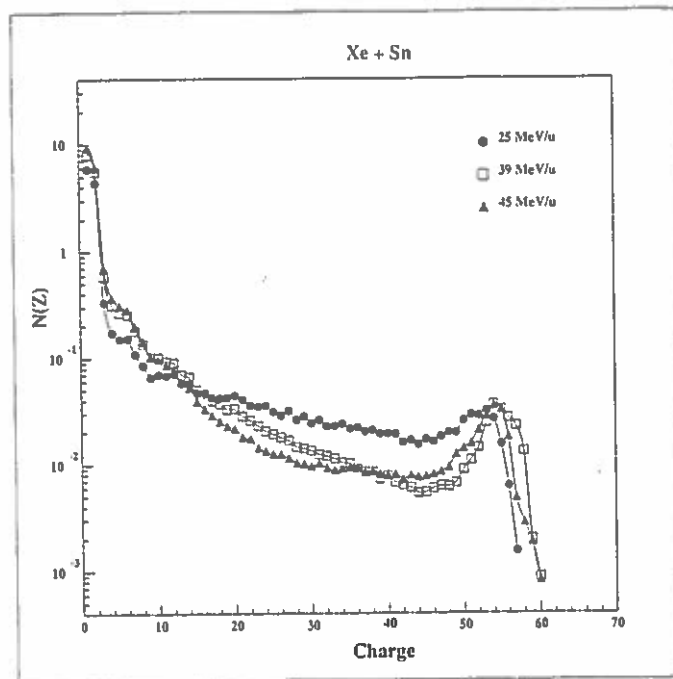


Figure IV.6 : Distributions en charge détectées à 25, 39, et 45 MeV/u, pour le système Xe + Sn.

Les figures IV.7 à IV.9 montrent les distributions en charge obtenues entre 25 MeV/u et 50 MeV/u, pour différentes sélections en multiplicité totale N_C . Dans le cadre du modèle géométrique développé au § II, ces intervalles sont associés à des coupures en paramètres d'impact correspondant à des valeurs de b_r égales à 0.9, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, et 0.25. Les courbes ont été normalisées au nombre d'événements correspondant à chaque fenêtre N_C .

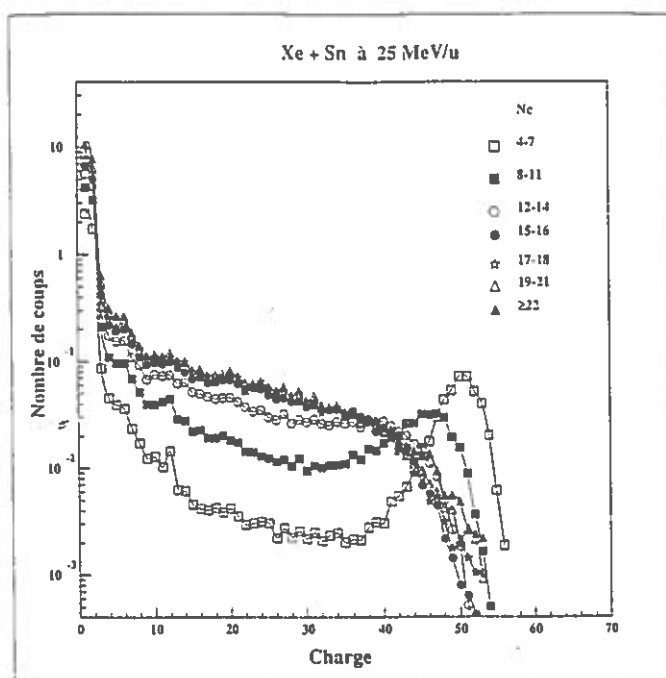


Figure IV.7 : Distributions en charge du système Xe + Sn, à 25 MeV/u, avec différentes sélections en multiplicité totale N_c .

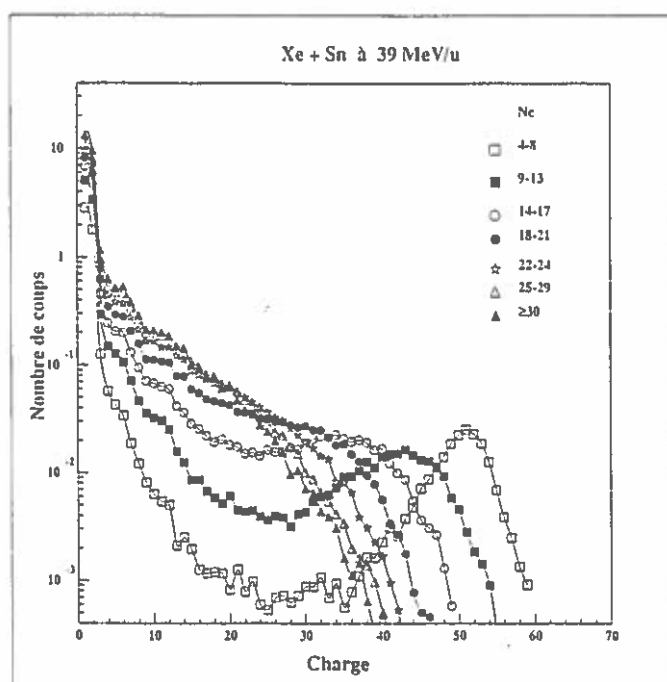


Figure IV.8 : Distributions en charge du système Xe + Sn, à 39 MeV/u, avec différentes sélections en multiplicité totale N_c .

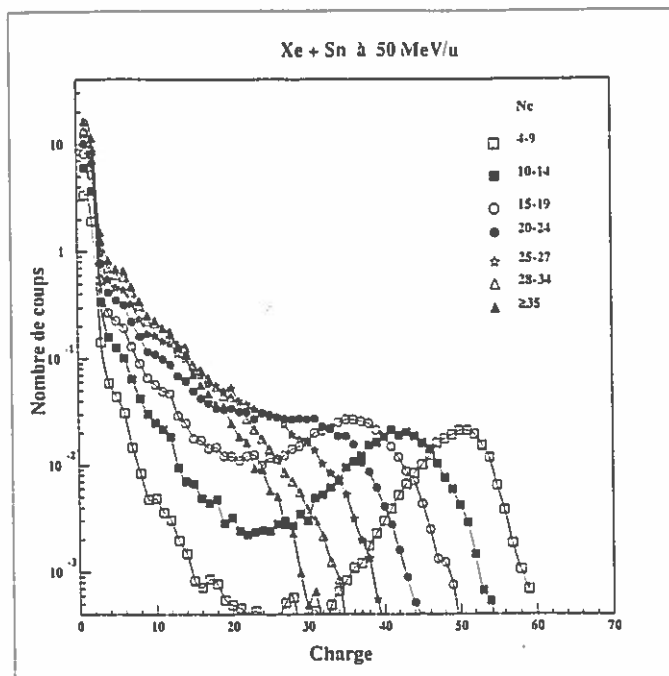


Figure IV.9 : Distributions en charge du système Xe + Sn, à 50 MeV/u, avec différentes sélections en multiplicité totale N_c .

L'aspect le plus marquant est que ces distributions en charge sont fortement dépendantes de la sélection en multiplicité totale N_c , ainsi que de l'énergie incidente du système.

A 25 MeV/u, les courbes sont comparables dès que le paramètre d'impact réduit b_r est inférieur à 0.7 ($N_c \geq 15$). Cela peut être un signe que l'énergie d'excitation déposée dans le système nucléaire formé est la même pour cette gamme de b_r . A 50 MeV/u, aucune saturation dans l'évolution des distributions en charge n'est observée, au moins pour les noyaux les plus lourds. Les distributions deviennent de plus en plus abruptes lorsque N_c augmente.

On peut interpréter ces résultats par une évolution, avec l'énergie incidente, du temps de contact entre les deux noyaux. A 25 MeV/u, le temps d'interaction entre les deux partenaires serait suffisamment long pour permettre d'atteindre une relaxation complète de l'énergie disponible, même pour des paramètres d'impact intermédiaires. A 50 MeV/u, en revanche, un système possédant une énergie d'excitation maximale ne serait formé que dans les collisions les plus violentes, c'est-à-dire pour les plus petites valeurs de b_r . Pour des collisions à paramètres d'impact intermédiaires, la relaxation serait incomplète.

Les distributions en charge montrent également que la production de fragments légers ($3 \leq Z \leq 10$) est une fonction croissante de l'énergie incidente du système. Quelle que soit l'énergie de bombardement, ils correspondent à l'essentiel de la section efficace de production des fragments. Ils sont émis préférentiellement dans les collisions les plus violentes.

La figure IV.10 présente les distributions en charge obtenues aux cinq énergies de bombardement, pour les collisions les plus périphériques ($b_T \geq 0,9$). Ces distributions en charge présentent un pic très prononcé aux charges voisines du projectile. Le système étudié étant symétrique, il peut s'agir en principe des résidus du projectile ou de la cible. Cependant, les distributions angulaires de ces résidus lourds, les seuils d'identification en énergie, et l'examen des cartes (multiplicité totale, charge totale), montrent que seulement un des deux partenaires des réactions périphériques est détecté, et qu'il s'agit du quasi-projectile. La hauteur du pic décroît régulièrement lorsque l'énergie incidente augmente, ce qui peut résulter d'une variation de l'efficacité de détection aux très petits angles.

Une caractéristique importante de ce pic est sa largeur. Compte tenu de la grande qualité d'identification en charge du détecteur, cette largeur est très supérieure à la résolution en charge, estimée à environ une demi-unité de Z . On peut expliquer ces courbes par une plus forte excitation du projectile lorsque l'énergie incidente augmente, conduisant ainsi à un élargissement des distributions en charge. Une autre interprétation est l'échange de nucléons entre le projectile et la cible pour les réactions périphériques. Ce mécanisme pourrait stabiliser les noyaux vis-à-vis de la fission et expliquer ainsi la production décroissante de charges comprises entre 20 et 35 lorsque l'énergie de bombardement augmente. Cette diminution avec l'énergie incidente de la probabilité de fission est par ailleurs en accord avec des calculs Landau-Vlasov portant sur les moments angulaires des noyaux (figure IV.26).

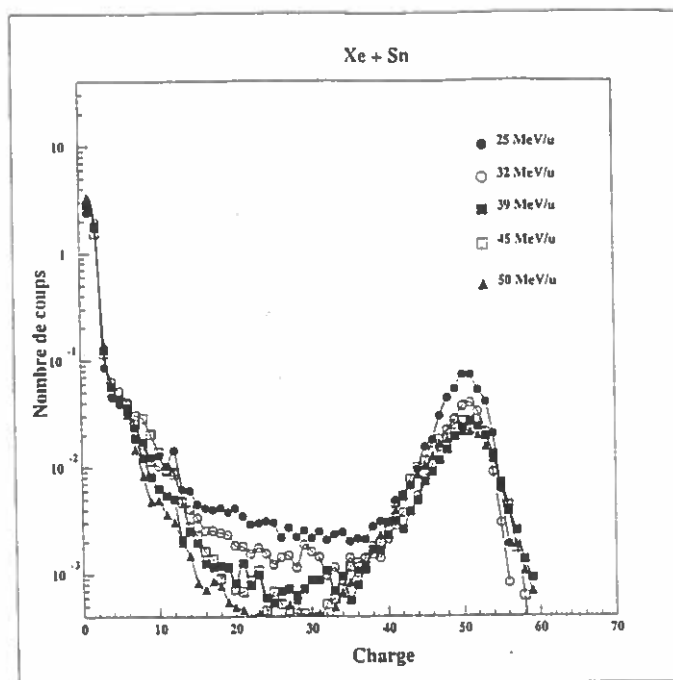


Figure IV.10 : Distributions en charge du système Xe + Sn entre 25 MeV/u et 50 MeV/u, pour les collisions les plus périphériques ($b_T \geq 0,9$).

IV. Distributions en multiplicité de fragments

Les distributions en multiplicité de fragments, normalisées à l'unité, sont présentées sur les figures IV.11 et IV.12. Nous avons gardé les mêmes sélections en multiplicité totale N_C .

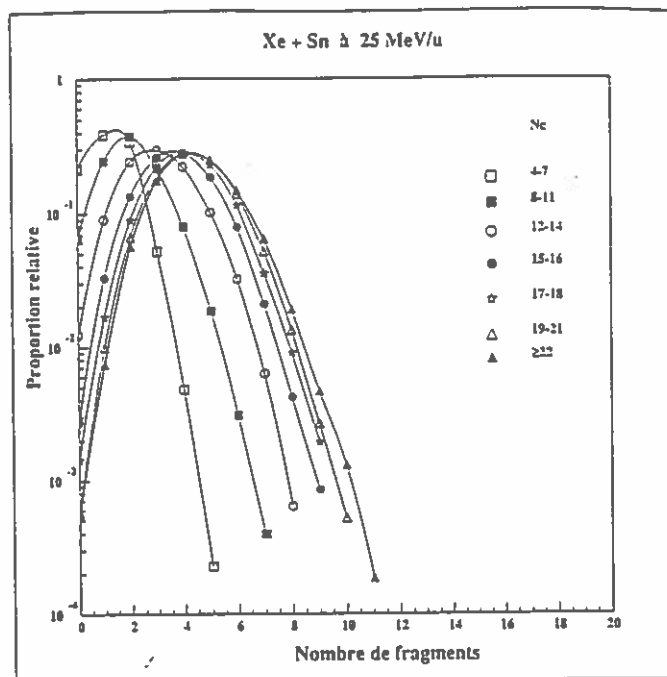


Figure IV.11 : Distribution en multiplicité de fragments du système Xe + Sn à 25 MeV/u.

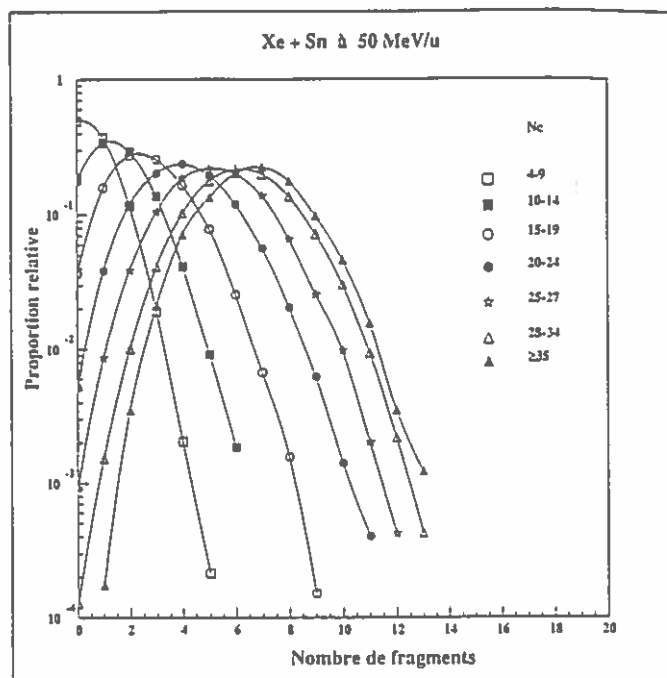


Figure IV.12 : Distribution en multiplicité de fragments du système Xe + Sn à 50 MeV/u.

Quelle que soit l'énergie de bombardement, on observe une forte corrélation entre la multiplicité moyenne de fragments et la multiplicité totale.

A 25 MeV/u, une multiplicité moyenne de fragments égale à 4 est obtenue pour les valeurs de N_c les plus élevées. Ce nombre est indépendant de l'intervalle en multiplicité totale tant que b_T reste inférieur à 0,7. Pour des collisions plus périphériques, on constate que la multiplicité moyenne de fragments augmente avec la multiplicité totale.

A 50 MeV/u, la multiplicité moyenne de fragments la plus élevée est proche de 7. Cette valeur moyenne augmente régulièrement avec N_c , sans saturation. Les distributions sont larges. Elles montrent l'existence de réactions ayant produit jusqu'à 13 fragments de charge $Z \geq 3$, avec une faible section efficace.

Nous avons vérifié que les distributions en multiplicité de fragments sont comparables à 25 MeV/u et 32 MeV/u. A partir de 39 MeV/u, les distributions sont proches des résultats obtenus à 50 MeV/u.

Nous avons comparé ces résultats avec les données publiées dans la référence (BOW 92). Dans cette référence, les systèmes étudiés sont formés d'un projectile de Xe, à 50 MeV/u d'énergie de bombardement, et d'un ensemble de cibles de masses différentes (de l'Al à l'Au). Les auteurs ont montré que la multiplicité moyenne de fragments, pour les collisions les plus centrales, augmente avec la masse de la cible. Nous avons constaté que les résultats bruts obtenus avec la MINIBALL (MSU) pour la cible d'Au correspondent aux distributions obtenues avec INDRA pour la cible d'Sn. Une saturation du nombre d'IMF émis entre les cibles d'Sn et d'Au étant improbable, ces résultats mettent en évidence la plus grande efficacité de détection d'INDRA sur la MINIBALL de MSU.

V. Distributions angulaires

Les distributions angulaires, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u, et pour différentes valeurs de la charge Z des fragments, sont présentées sur les figures IV.13 à IV.18. Les symboles représentent les points expérimentaux. Les courbes sont un ajustement de ces mesures destinées à guider l'oeil. Les domaines angulaires sont différents d'un Z à l'autre, afin de montrer le plus clairement possible les distributions.

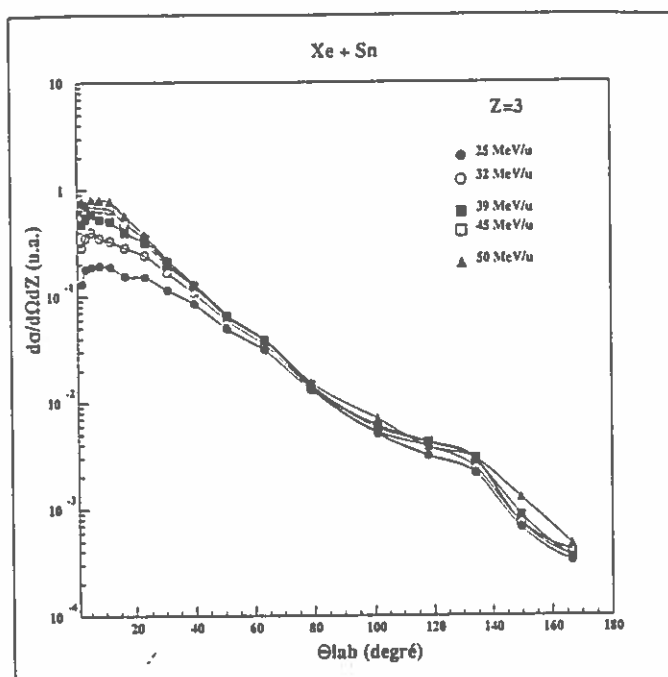


Figure IV.13 : Distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de charge égale à 3, pour le système Xe + Sn.

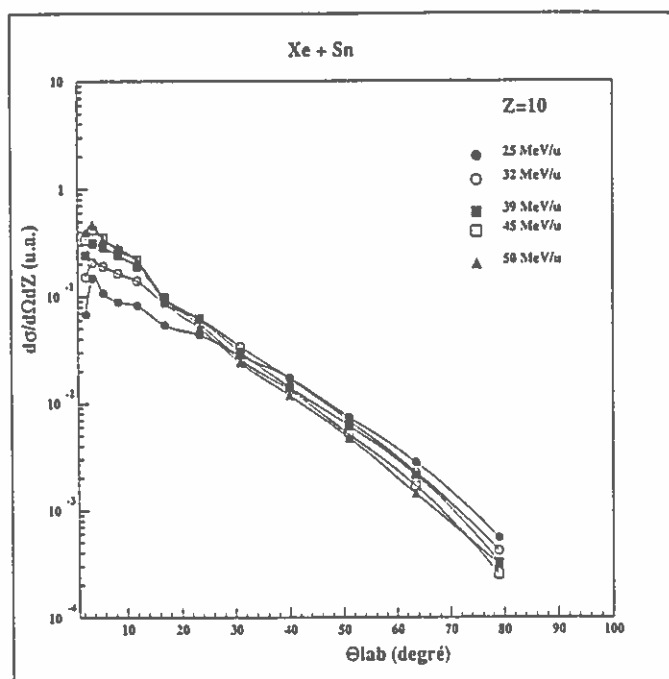


Figure IV.14 : Distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de charge égale à 10, pour le système Xe + Sn.

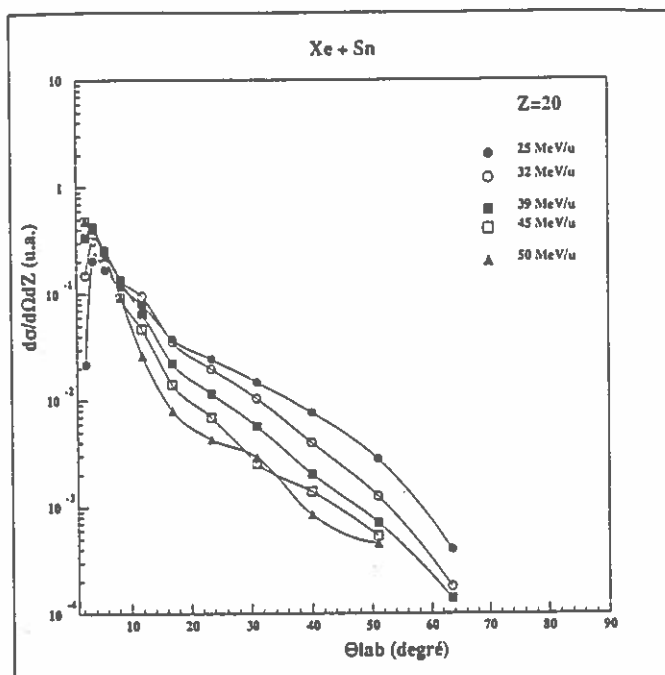


Figure IV.15 : Distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de charge égale à 20, pour le système Xe + Sn.

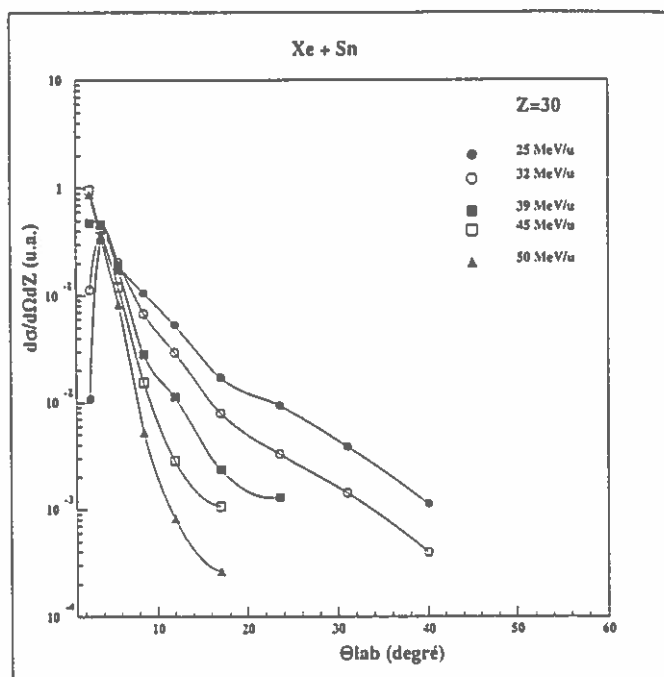


Figure IV.16 : Distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de charge égale à 30, pour le système Xe + Sn.

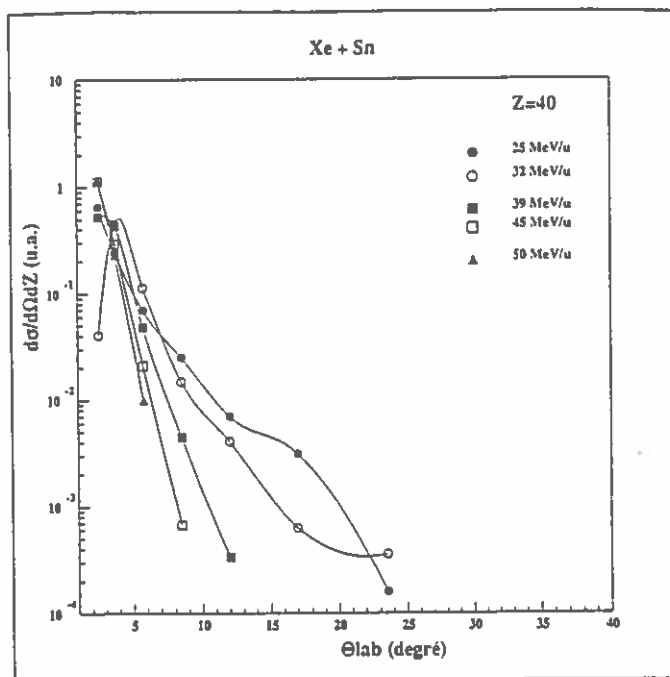


Figure IV.17 : Distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de charge égale à 40, pour le système Xe + Sn.

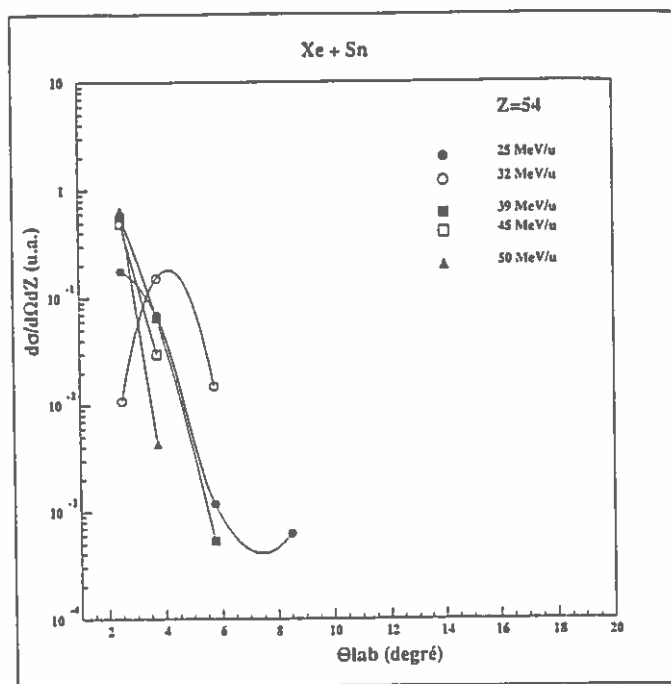


Figure IV.18 : Distributions angulaires dans le laboratoire des fragments de charge égale à 54, pour le système Xe + Sn.

Dans la région des charges élevées ($50 \leq Z \leq 59$), on a vu qu'une fraction plus ou moins importante des quasi-projectiles, ainsi que la totalité des quasi-cibles, ne sont pas détectés. Les largeurs des distributions décroissent lorsque l'énergie incidente du système augmente.

Lorsque la charge des fragments diminue, les distributions restent centrées vers l'avant, mais des angles de détection de plus en plus élevés sont atteints. Le mécanisme de production de ces noyaux leur a conféré suffisamment d'énergie pour permettre la traversée des chambres d'ionisation ($E \geq 1 \text{ MeV/u}$). Enfin, pour les fragments de charges égales à 3, les distributions angulaires couvrent tout l'espace physique.

On constate également que, excepté aux angles avants ($\theta \leq 40^\circ$), les distributions angulaires des fragments de masses intermédiaires ($3 \leq Z \leq 20$) sont comparables quelle que soit l'énergie incidente. Pour des noyaux de charges plus élevées, les distributions angulaires sont de plus en plus piquées à mesure que l'énergie incidente augmente. Ce résultat peut être relié, pour les noyaux les plus lourds, à la décroissance de l'angle d'effleurement lorsque l'énergie incidente augmente, mais également à une plus forte excitation des sources en présence qui vont se désexciter et conduire à des fragments en moyenne plus petits.

VI. Charge des fragments

VI.1. Diagramme de Dalitz

Les diagrammes de Dalitz sont une représentation bidimensionnelle permettant de comparer les tailles relatives (en charge) des trois plus gros fragments détectés événement par événement. Ils ont déjà été utilisés, dans les références (ROU 93) et (BIZ 93), pour tenter de mettre en évidence une évolution dans les mécanismes de désexcitation conduisant aux événements à trois fragments ou plus. Le support de la représentation est un triangle équilatéral, pour lequel la somme des trois distances d_i reliant chaque point du triangle à ses côtés est constante.

Si Z_1, Z_2, Z_3 sont les charges des fragments, on calcule les distances :

$$d_i = \frac{Z_i}{Z_1 + Z_2 + Z_3} \quad (i=1,2,3) \quad (\text{IV.2})$$

Un événement est alors représenté par trois points dans le diagramme, correspondant aux différentes permutations circulaires sur les distances d_i .

Lorsque l'on détecte un gros fragment et deux légers, l'événement est localisé aux sommets du triangle. Si deux gros fragments sont détectés en coïncidence avec un léger, l'événement correspond à un point au milieu de chaque côté du triangle. Enfin, le centre du triangle est peuplé d'événements comportant trois fragments de tailles comparables.

L'interprétation de ces diagrammes est parfois difficile, car on comprend qu'ils dépendent non seulement du mécanisme de production des fragments mais également de l'efficacité de détection du dispositif expérimental.

Les figures IV.19 et IV.20 présentent les diagrammes de Dalitz obtenus pour le système Xe + Sn, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u, pour différentes sélections en multiplicité totale M . Pour ces événements comportant au moins trois fragments de charge $Z \geq 3$, aucune sélection supplémentaire en charge totale détectée n'a été effectuée.

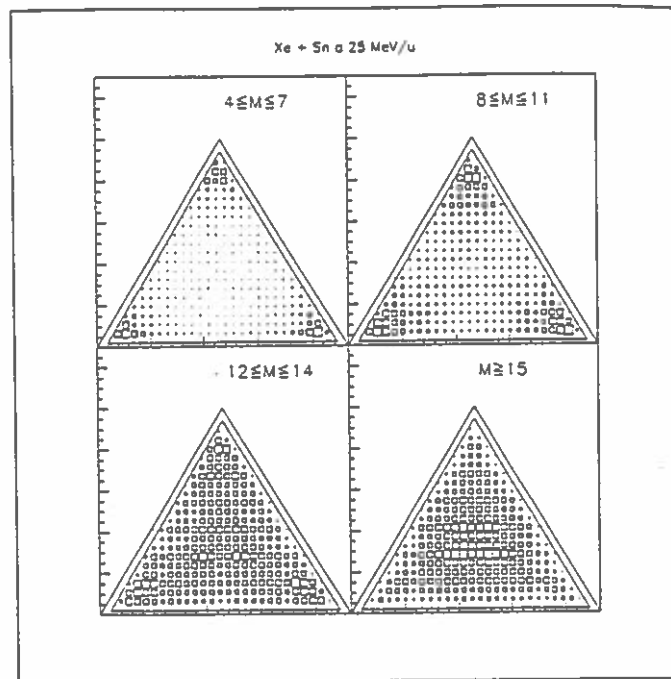


Figure IV.19 : Diagramme de Dalitz du système Xe + Sn à 25 MeV/u.

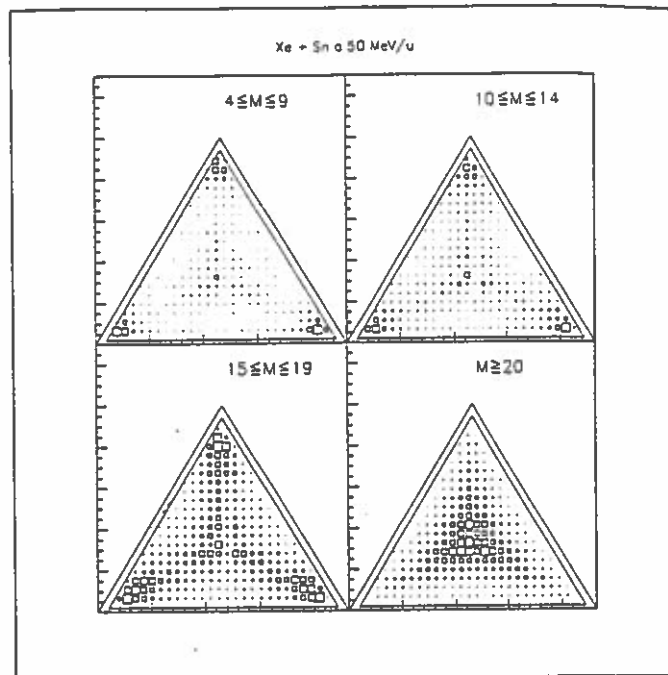


Figure IV.20 : Diagramme de Dalitz du système Xe + Sn à 50 MeV/u.

Aux faibles multiplicités, INDRA détecte principalement un gros fragment et deux légers. D'après l'étude qui précède, nous savons qu'il s'agit de réactions périphériques dans lesquelles seul le quasi-projectile est détecté. On voit qu'il peut être associé à au moins deux fragments de masse intermédiaire.

Lorsque la multiplicité augmente, nous évoluons de manière continue vers une situation dans laquelle les trois plus gros fragments détectés sont de tailles voisines, quelle que soit l'énergie incidente. Cependant, lorsque l'on compare les deux figures, on voit que l'évolution en fonction de la multiplicité totale à 50 MeV/u se fait davantage le long des bissectrices du triangle. Cela signifie que l'on détecte en majorité deux fragments de charges voisines en coïncidence avec un plus gros, dont la taille diminue lorsque M augmente. A 25 MeV/u, au contraire, on constate que la dispersion sur les tailles des trois fragments reste toujours importante, même pour les multiplicités les plus élevées.

VI.2. Corrélation (Multiplicité totale, Charge)

Les représentations de Dalitz donnent uniquement la taille relative des trois plus gros fragments détectés dans l'événement. On peut obtenir davantage d'informations en construisant les corrélations entre la multiplicité totale N_c et les charges Z_1 , Z_2 , et Z_3 de

ces trois fragments ($Z_1 \leq Z_2 \leq Z_3$), en perdant cependant la corrélation entre les tailles. Elles sont présentées figures IV.21 et IV.22 pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u.

A 50 MeV/u, pour les événements bien détectés, on constate une décroissance de la charge moyenne du plus gros fragment en fonction de la multiplicité totale. Le deuxième fragment présente le même comportement, excepté pour les collisions périphériques, dans lesquelles il n'est pas détecté. Ces résultats peuvent être expliqués par des collisions de type profondément inélastique, le plus gros fragment étant associé au projectile et le deuxième fragment à la cible.

Plus quantitativement, les courbes montrent que les charges moyennes des trois plus gros fragments détectés dans les collisions les plus violentes sont comprises entre 6 et 10.

A 25 MeV/u, les distributions obtenues sont différentes. La présence de noyaux de charges supérieures à 50, associés à des multiplicités totales élevées, peut être interprétée par la formation de noyaux de fusion incomplète, suivie par l'évaporation de particules légères. Ce mécanisme correspond à une faible partie de la section efficace de réaction (MET 95). Nous avons vérifié que cette composante existe aussi à 32 MeV/u, et qu'elle n'est plus visible à partir de 39 MeV/u.

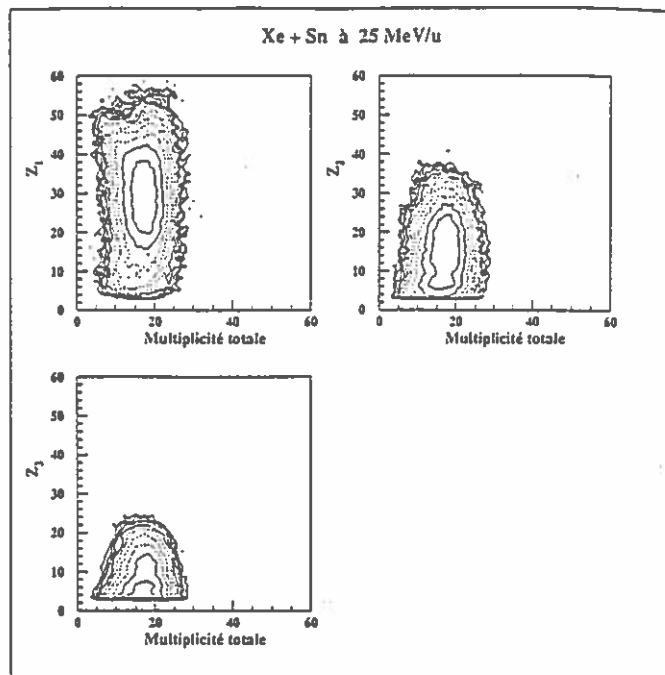


Figure IV.21 : Corrélation entre la multiplicité totale de particules chargées et les charges Z_1 , Z_2 , Z_3 des trois plus gros fragments détectés dans l'événement, pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u.

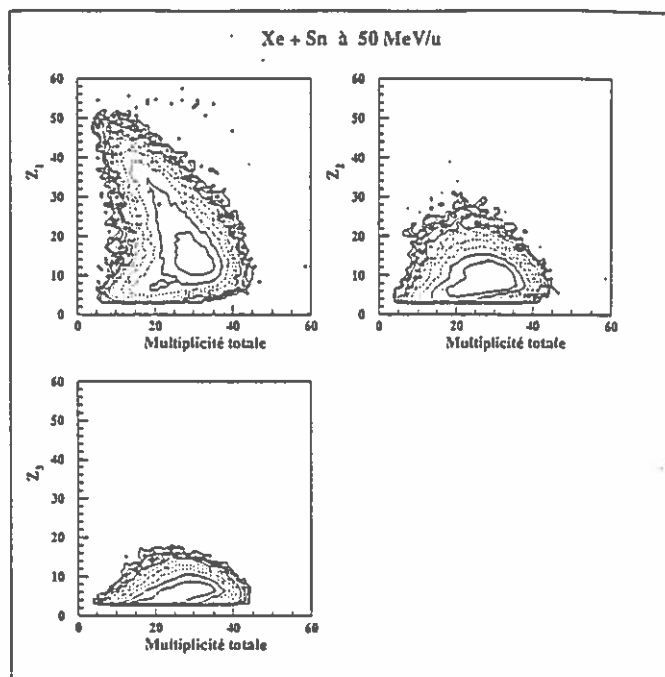


Figure IV.22 : Corrélation entre la multiplicité totale de particules chargées et les charges Z_1 , Z_2 , Z_3 des trois plus gros fragments détectés dans l'événement, pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u.

VII. Comparaison avec un modèle

Dans ce paragraphe, nous comparons les prédictions du simulateur GENEVE avec les données expérimentales obtenues pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u. Le moment angulaire des noyaux calculé dans la voie d'entrée est par ailleurs comparé aux résultats d'un calcul Landau-Vlasov.

VII.1. Voie d'entrée

VII.1.1. *Energie d'excitation*

La figure IV.23 donne l'évolution de l'énergie d'excitation par nucléon des deux sources (notées S_1 et S_2) ou du noyau de fusion, en fonction du paramètre d'impact de la collision. Dans les collisions les plus centrales, le code prévoit la formation de noyaux ayant des énergies d'excitation égales à 5,5 MeV/u et 11 MeV/u, pour des énergies de bombardement égales respectivement à 25 MeV/u et 50 MeV/u. Lorsque le paramètre d'impact augmente, on passe progressivement d'un partage de l'énergie d'excitation selon le rapport des masses à un partage à part égale entre les deux noyaux (cf Chapitre III).

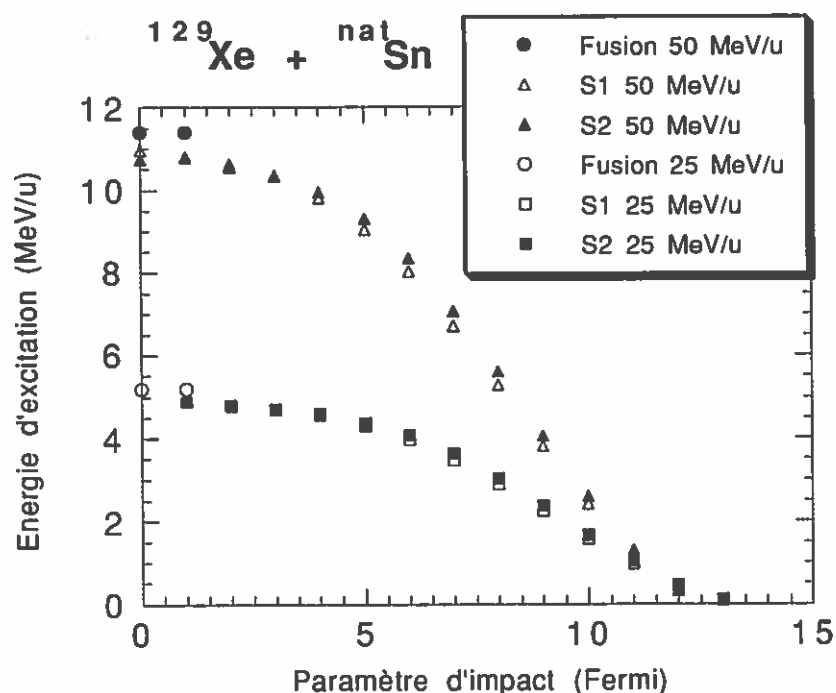


Figure IV.23 : Evolution de l'énergie d'excitation par nucléon des deux sources ou du noyau de fusion, en fonction du paramètre d'impact de la collision. Calculée par le code GENEVE pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u.

Il existe une forte corrélation entre l'énergie d'excitation par nucléon du système et la multiplicité totale N_c . Par conséquent, ces distributions pourraient donner une première indication de la validité du calcul de l'énergie d'excitation au niveau de la voie d'entrée. La figure IV.24 présente les distributions expérimentales et les prédictions théoriques du code, pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u.

Les données sont mal reproduites à 50 MeV/u. Le simulateur prévoit, pour cette énergie et pour les collisions les plus violentes, une multiplicité totale supérieure de 20% environ aux résultats expérimentaux obtenus.

A 25 MeV/u, on observe un bon accord entre les distributions expérimentales et théoriques. La figure IV.27 montre cependant que la production de fragments de masses intermédiaires est largement sous-estimée pour ces deux énergies de bombardement. Il paraît donc difficile de conclure sur l'estimation de l'énergie d'excitation par le code à partir de ces seules informations. Des observables telles que les distributions en multiplicité de neutrons seraient peut-être plus adaptées.

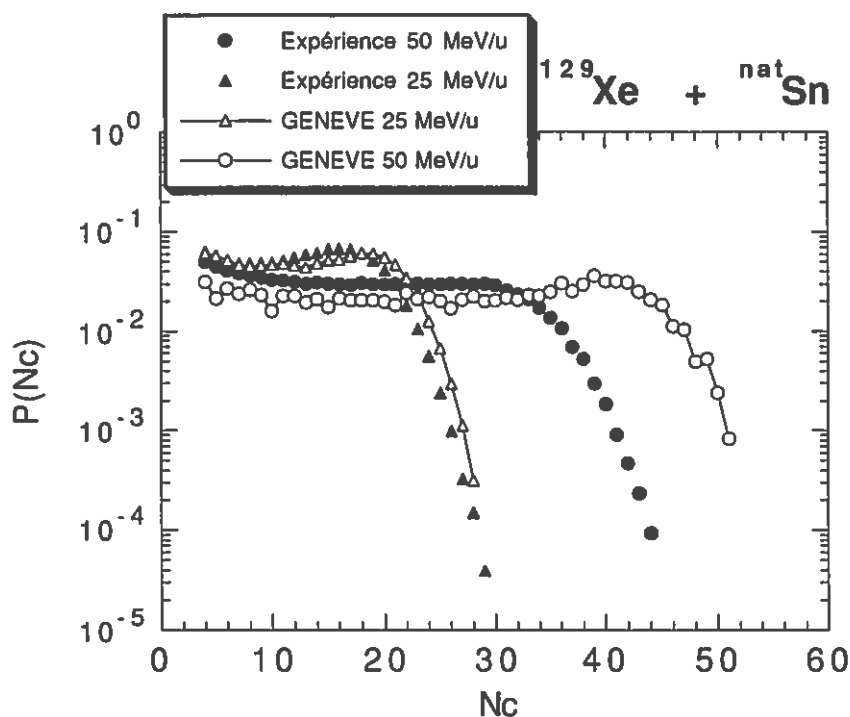


Figure IV.24 : Distributions en multiplicité totale expérimentales et prédites par le simulateur GENEVE, pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u. Les courbes sont normalisées à l'unité.

VII.1.2. Moment angulaire

La figure IV.25 présente l'évolution du moment angulaire des deux noyaux excités ou du noyau de fusion, en fonction du paramètre d'impact de la collision, pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u. Le moment angulaire intrinsèque des noyaux est calculé à partir de l'hypothèse du collage de deux sphères rigides, pondérée par une fonction qui dépend du paramètre d'impact (relation III.9). Les distributions sont alors décrites par des paraboles centrées en $b_{\max}/2$, soit 7 fm pour ce système. Les valeurs obtenues avec ce modèle sont une fonction croissante de l'énergie de bombardement. On constate également une chute brutale du moment angulaire à la transition d'un système à une source vers un système à deux sources. Ce résultat est la conséquence du modèle du collage qui prévoit, dans le cas d'un système symétrique, que seulement les 2/7 du moment angulaire initial sont convertis en moment angulaire intrinsèque des fragments.

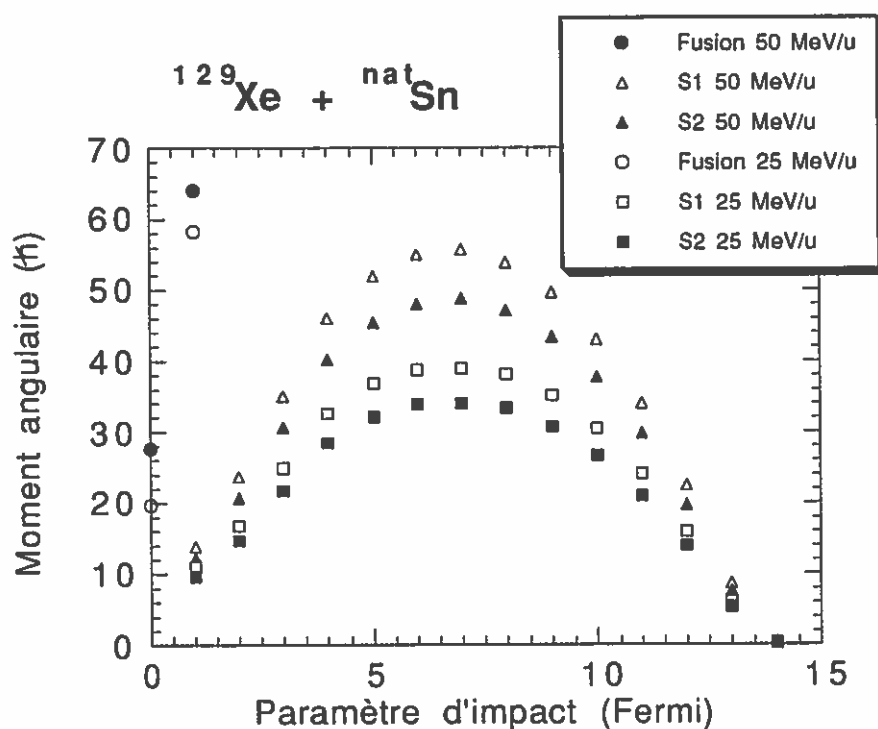


Figure IV.25 : Evolution du moment angulaire des deux noyaux excités ou du noyau de fusion, en fonction du paramètre d'impact de la collision. Calculé par le code GENEVE pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u.

Ces résultats sont en désaccord avec les prédictions de calculs Landau-Vlasov portant sur le même système aux mêmes énergies incidentes (RIV 95), et présentées sur la figure IV.26. On constate en particulier que le moment angulaire calculé des fragments est plus faible à 50 MeV/u qu'à 25 MeV/u, ce qui pourrait être une origine de l'apparente stabilité des noyaux par rapport à la fission lorsque l'énergie de bombardement augmente (Voir § III.2).

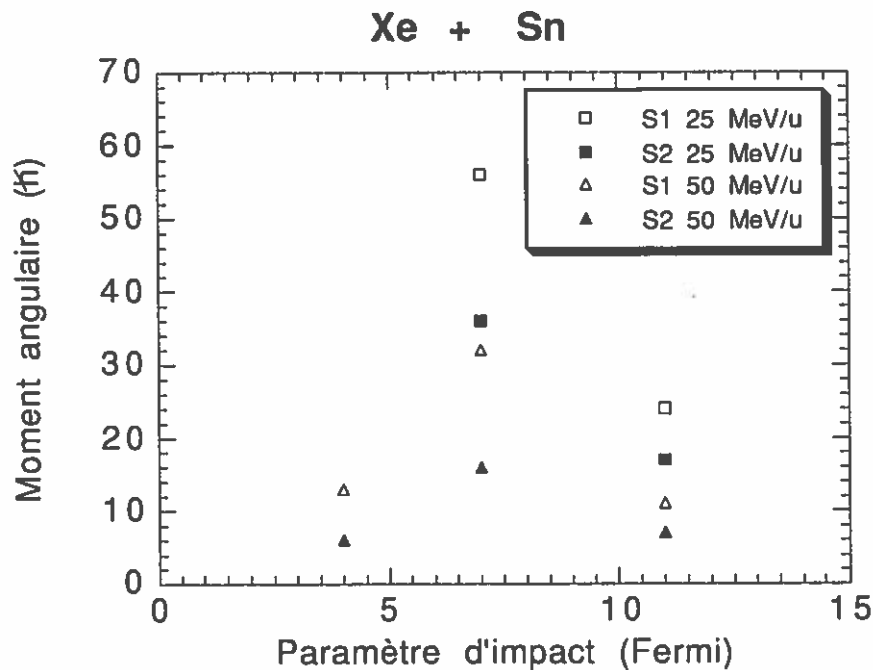


Figure IV.26 : Evolution du moment angulaire des noyaux en fonction du paramètre d'impact de la collision. Calculs Landau-Vlasov effectués pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u.

VII.2. Voie de désexcitation

VII.2.1. Multiplicité moyenne de fragments

La figure IV.27 montre l'évolution des multiplicités moyennes de fragments ($3 \leq Z \leq 20$) expérimentales et théoriques, en fonction de la multiplicité totale N_c , pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u. On constate que le désaccord est important, et qu'il apparait pour toutes les valeurs de N_c , quelle que soit l'énergie incidente du système.

Une manière de contraindre les modèles serait de déterminer l'origine spatiale de ces fragments légers, qui pourrait être la zone de contact entre les deux noyaux. On pourrait alors estimer si les modifications éventuelles à apporter au code doivent intervenir au niveau de la voie d'entrée ou à l'étape de désexcitation.

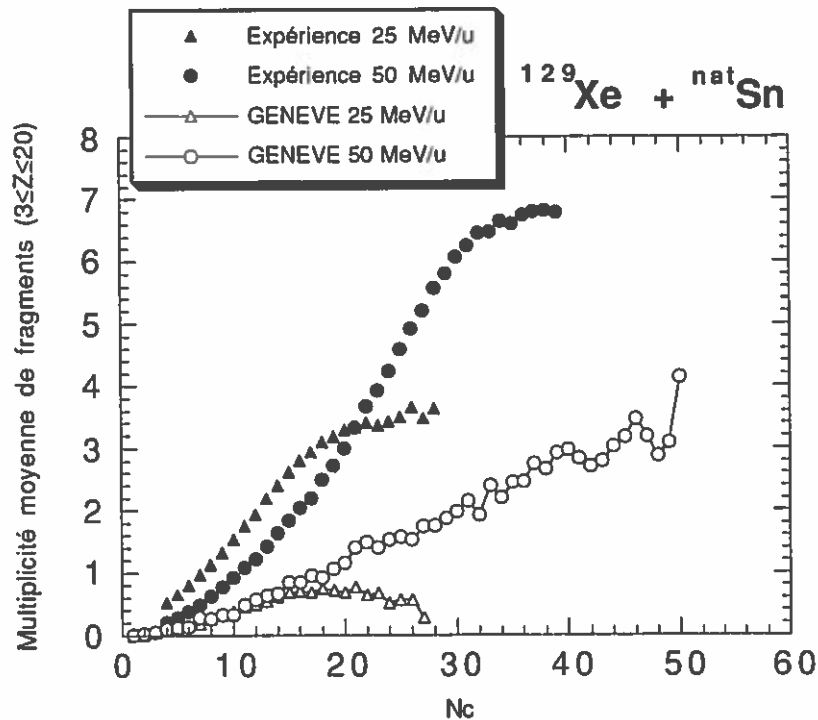


Figure IV.27 : Evolution des multiplicités moyennes de fragments expérimentales et théoriques en fonction de la multiplicité totale, pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u.

VII.2.2. Distributions en charge

Les figures IV.28 et IV.29 présentent les distributions en charge obtenues pour le système Xe + Sn à 25 MeV/u et 50 MeV/u, en moyenne par événement, et intégrées sur tous les angles et sur toutes les multiplicités totales N_c . Les disques noirs représentent les données expérimentales, et l'histogramme correspond aux prédictions du code. On observe un désaccord important, quelle que soit la charge du noyau, et quelle que soit l'énergie de bombardement. La différence principale est la sous-estimation de la section efficace de production de fragments légers.

On pourrait penser que les modèles développés dans le code sont incapables de reproduire ce type d'observable dès que l'énergie incidente dépasse 20 MeV/u, et quel que soit le système considéré. Différentes comparaisons entre les prédictions du code et les données présentées dans la littérature ont montré qu'il n'en est rien (WIE 93), car les distributions en charge obtenues pour le système Kr + Al à 35 MeV/u sont par exemple bien retrouvées. Le désaccord avec les modèles qui apparaît pour le système Xe + Sn pourrait provenir de sa taille ou de son asymétrie de masse. La même analyse, menée sur d'autres systèmes, permettra probablement de répondre.

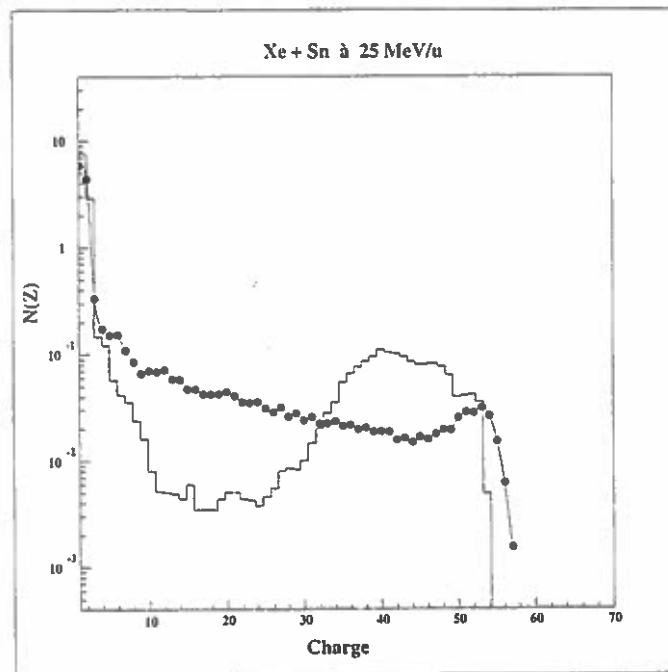


Figure IV.28 : Distributions en charge expérimentales et théoriques du système Xe + Sn à 25 MeV/u.

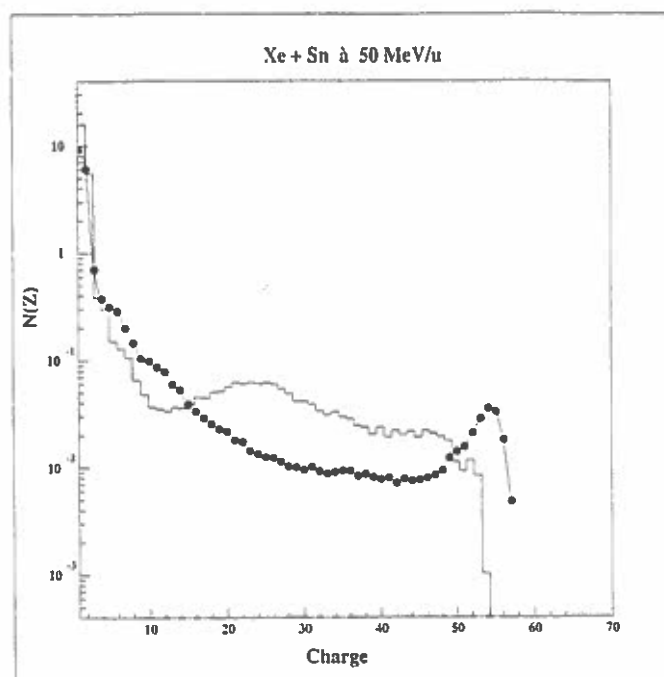


Figure IV.29 : Distributions en charge expérimentales et théoriques du système Xe + Sn à 50 MeV/u.

Chapitre V : Comparaison de nos données avec des résultats de la littérature.

Dans ce chapitre, nous comparons nos données expérimentales à différents résultats extraits de la littérature. La première partie est consacrée à une analyse des résultats publiés dans la référence (CHO 93). Il s'agit des distributions en multiplicité de fragments obtenues pour différents systèmes. Nous montrons que ces résultats, pour le système La + La à 45 MeV/u, présentent des différences avec nos mesures, ce qui semble résulter d'un artefact d'un dispositif expérimental de faible efficacité.

Dans la deuxième partie, nous reprenons une étude présentée dans la référence (MOR 94), basée sur les distributions en multiplicité de fragments obtenue avec le détecteur MINIBALL de MSU. Dans le cadre de l'interprétation proposée dans la référence (MOR 94), nos données, ainsi que les résultats présentés dans cette référence, semblent être en faveur d'un mode de décroissance statistique séquentiel des noyaux.

I. Distribution de probabilité d'émission des fragments

I.1. La problématique

Des articles publiés récemment (CHO 93, MOR 93) présentent la multifragmentation comme un mécanisme en deux étapes. Dans les premiers instants de la réaction, on forme un système nucléaire excité selon un processus comparable à la fusion incomplète observée à faible énergie d'excitation. Ce noyau de fusion se désexcite alors selon des lois statistiques.

Cette évolution suppose un découplage entre la voie de formation du noyau et celle de sa désexcitation. Les effets dynamiques éventuels, s'ils existent, seraient confinés dans la première étape puisqu'ils n'apparaissent pas dans les propriétés des produits de désexcitation.

Les résultats expérimentaux ayant servi de base à cette étude sont présentés figure V.1 et V.2. La figure V.1 présente l'évolution des probabilités de détection de n fragments de charge $Z \geq 4$, $P(n)$, en fonction d'une quantité qui s'apparente à l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A du noyau source. Ces fonctions d'excitation sont indépendantes du couple projectile-cible, et, dans une certaine mesure, de l'énergie de bombardement.

La figure V.2 montre l'évolution de $\text{Log} \left(\frac{P(n)}{P(2)} \right)$ en fonction de $\frac{1}{\sqrt{E^*}}$.

Les courbes obtenues sont des droites, ce qui est en accord avec un mode de décroissance statistique.

Les résultats que nous avons analysés sont issus des références (CHO 93) et (MOR 93). Ils sont obtenus en cinématique inverse, à partir de projectiles de La ou d'Au sur diverses cibles. Une étude comparable, mais portant sur la désexcitation du quasi-projectile formé dans les réactions en cinématique directe, est présentée dans la référence (DOR 94). Pour cette expérience effectuée au GANIL, les méthodes de calcul de l'énergie d'excitation et de reconstitution du noyau source sont très différentes de celles qui sont présentées dans la référence (CHO 93). Elles ont cependant conduit aux mêmes conclusions.

Nous allons présenter dans ce chapitre les informations supplémentaires que donne le multidétecteur 4π INDRA. Nous concluons qu'il faut être extrêmement prudent dans l'interprétation des résultats obtenus avec un détecteur de faible efficacité.

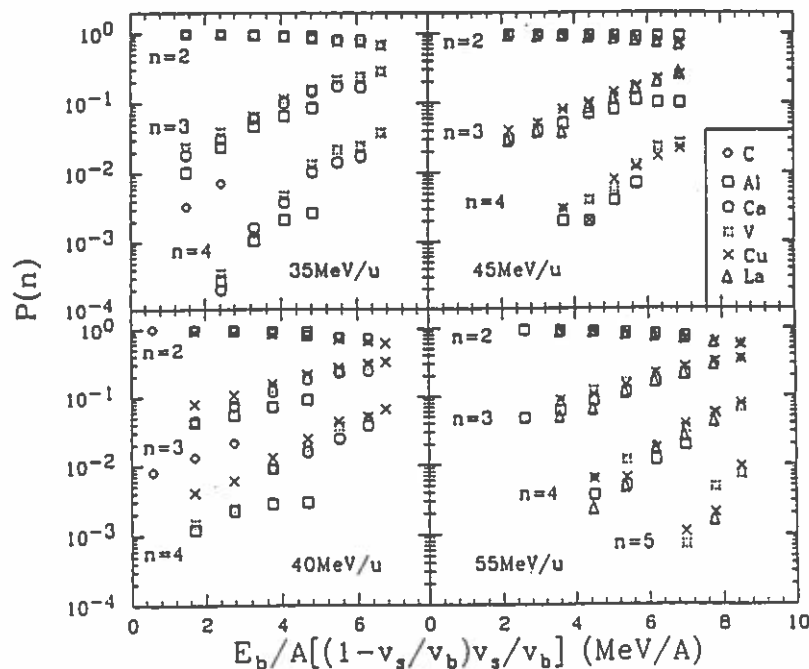


Figure V.1 : Proportion relative d'événements à n fragments détectés en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon, pour différentes cibles et à différentes énergies de bombardement. Extraite de la référence (CHO 93).

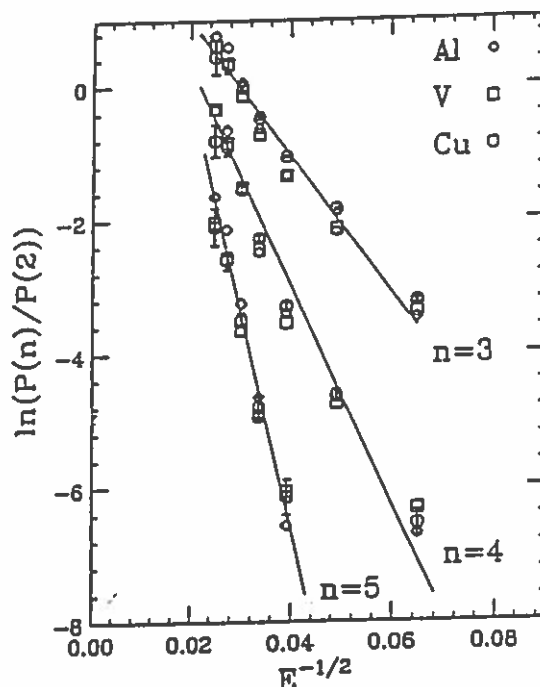


Figure V.2 : Evolution des proportions relatives d'événements à n fragments détectés en fonction de $(E^*)^{-1/2}$, pour les systèmes Au + Al, V, Cu à 60 MeV/u. Extraite de la référence (MOR 93).

I.2. Le détecteur (KEH 92)

Le dispositif expérimental utilisé pour les expériences de la référence (CHO 93) est composé de deux hodoscopes, constitués chacun de 9 télescopes triples de même surface Si - Si(Li) - Plastique. Ces hodoscopes sont centrés de chaque côté de l'axe du faisceau. La figure V.3.a présente une projection du détecteur dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau, c'est-à-dire dans le plan qui définit l'angle azimutal ϕ . Le domaine angulaire en angle polaire θ couvert par ce dispositif est compris entre 5° et 24° . La couverture en angle azimutal ϕ est incomplète et dépend de l'angle polaire considéré.

La figure V.3.b décrit la constitution de chaque télescope triple, qui fonctionne comme un ensemble de deux télescopes (E- ΔE) successifs. Le premier étage, composé d'un détecteur Silicium de $300\ \mu\text{m}$, et d'un détecteur Silicium compensé au Lithium de 5 mm, détecte les fragments de charge $Z \geq 4$. Les seuils en énergie correspondant à la traversée complète du premier absorbant sont relativement élevés. On voit en effet sur la figure V.4 que, au-dessous d'une énergie incidente de 5 MeV/u, les fragments les plus légers ne sont

pas identifiés. Les seuils d'identification s'élèvent à 25 MeV/u pour les noyaux les plus lourds.

Le deuxième étage, constitué d'un Si(Li) et d'un détecteur Plastique, identifie les particules de charge $Z \leq 3$. Ces particules ne sont pas prises en compte dans l'étude qui suit. Enfin, chaque détecteur Silicium est formé de 15 pistes jointives de 3 mm d'épaisseur, ce qui permet d'obtenir une bonne résolution angulaire.

Cet appareil a été construit pour fonctionner en cinématique inverse. Dans cette situation, la couverture incomplète de l'espace est en principe peu gênante puisque les produits de la réaction seront fortement focalisés vers l'avant. Par contre, et cela n'est pas traité dans la référence (KEH 92), le détecteur devra probablement supporter de forts taux de doubles comptages.

Nous avons reproduit ce dispositif expérimental à partir des modules de détection d'INDRA. Cela a été possible en raison de la meilleure couverture de l'espace physique et de la plus forte granularité de notre détecteur. Les seuils de détection en énergie ont été simulés en excluant les fragments identifiés dans les étages (Chio-Si). Enfin, nous avons vérifié que ces modules présentaient des taux de comptages proches, afin d'éviter des erreurs liées à un décalage du faisceau ou à un mauvais fonctionnement des détecteurs.

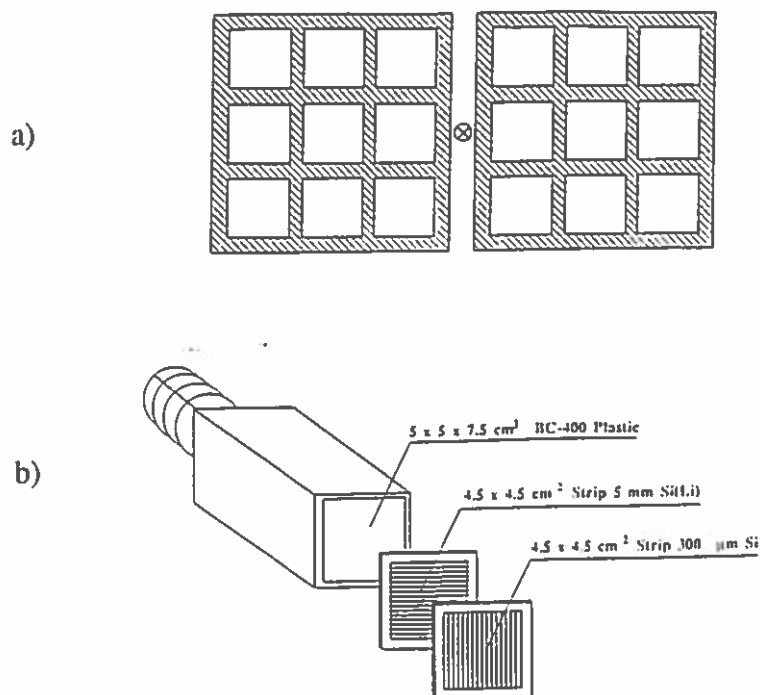


Figure V.3.a : Schéma du dispositif expérimental.

Figure V.3.b : Constitution d'un télescope triple. Extraites de la référence (CHO 93).

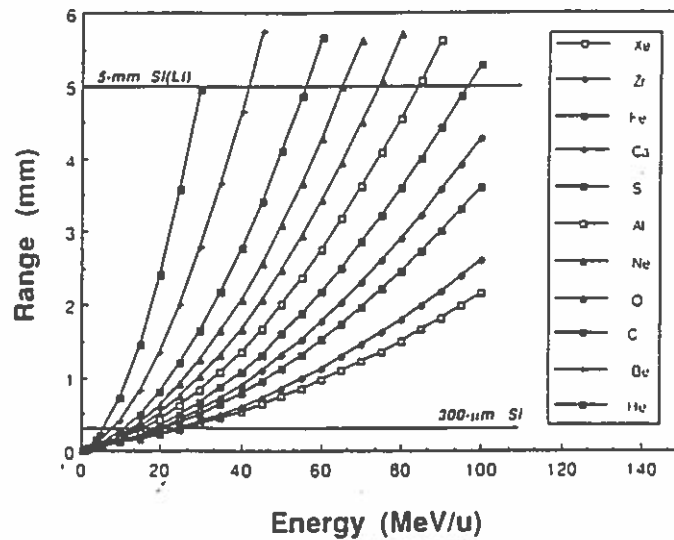


Figure V.4 : Parcours de différents ions dans le Silicium, en fonction de leur énergie incidente. Extraite de la référence (KEH 92).

I.3. L'analyse

L'analyse de la référence (CHO 93) concerne les résultats obtenus en cinématique inverse à partir d'un projectile de La ($Z=57$). L'influence de la voie d'entrée a été étudiée en modifiant l'asymétrie de masse et l'énergie de bombardement. Les conditions de sélection des événements sont que au moins deux fragments de charge $Z \geq 4$ soient détectés en coïncidence dans l'événement. De plus, pour la construction des distributions de probabilité de fragments, seuls les événements pour lesquels la charge totale détectée est supérieure à 30 ont été pris en compte.

Dans le but d'examiner ce que deviennent ces distributions de probabilité lorsque l'on utilise un détecteur de très bonne efficacité, nous avons repris la même étude avec le système Xe + Sn à 45 MeV/u, dont les caractéristiques en charge et en masse sont voisines du système La + La à 45 MeV/u.

1.3.1. Classement des événements

Il est important de déterminer la nature des événements sélectionnés. La figure V.5 présente la corrélation entre la multiplicité totale de particules chargées N_c et la charge totale détectée, pour l'ensemble des événements de multiplicité $N_c \geq 4$ mesurés avec le détecteur INDRA. La figure V.6 montre la même corrélation, mais pour les événements sélectionnés avec les mêmes contraintes que dans la référence (CHO 93). On constate qu'il s'agit de réactions à fortes multiplicités de particules chargées, donc associées aux collisions centrales ou intermédiaires. Nous avons par ailleurs vérifié que, pour ce système, le quasi-projectile issu des collisions périphériques ($\theta_{\text{eff}}=2,9^\circ$) est localisé dans un domaine angulaire qui n'est pas couvert par les hodoscopes. Enfin, cette classe d'événements est "bien détectée" par INDRA, puisque la charge totale est proche de la charge maximale initiale ($Z_{\text{tot}}=104$).

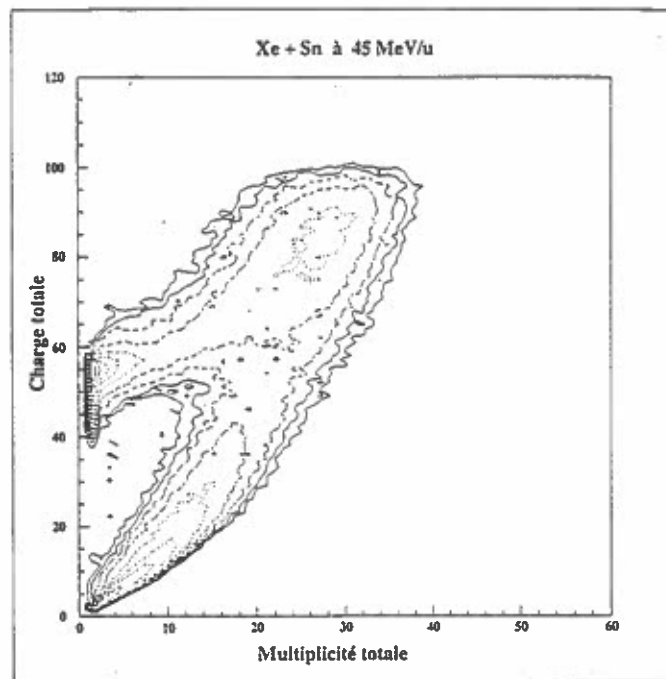


Figure V.5 : Corrélation entre la multiplicité totale de particules chargées et la charge totale détectée, pour le système Xe + Sn à 45 MeV/u.

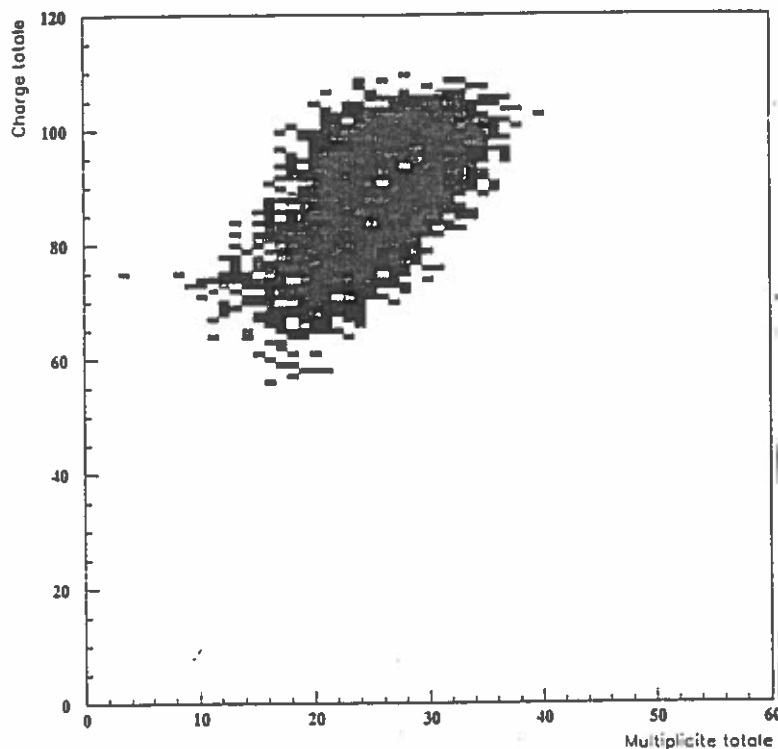


Figure V.6 : Corrélation entre la multiplicité totale de particules chargées et la charge totale détectée, pour le système Xe + Sn à 45 MeV/u, et pour la classe d'événements sélectionnée (Voir texte).

1.3.2. Test de notre "simulation"

Nous avons vérifié que nous sommes capables, à l'aide de la granularité d'INDRA, de reproduire correctement le dispositif expérimental de la référence (CHO 93). Le test porte sur les distributions en charge totale (Z_{total}) présentées figure V.7. Sur cette figure, les labels n-fold sont relatifs aux événements à n fragments ($n \geq 2$) détectés en coïncidence. On constate que la charge du projectile ($Z_{\text{proj}}=57$) est d'autant mieux reconstituée que la masse de la cible est faible, c'est-à-dire que l'on est en cinématique vraiment inverse. Lorsque la masse de la cible augmente, les distributions en Z_{total} s'élargissent et se décalent vers des valeurs plus faibles. Ainsi, avec la cible de La, et dans le cas le plus favorable (4 fragments détectés en coïncidence), moins de 40% de la charge maximale détectable est effectivement reconstituée.

Pour la cible de La, le pic constaté autour de $Z=52$ est, selon les auteurs, dû à une impureté d'oxygène dans cette cible. L'examen des courbes établies pour la cible d'Al confirme qu'un pic à forte charge totale est caractéristique d'une réaction entre un projectile lourd et une cible (ici une impureté) légère.

La figure V.8 présente les distributions en charge totale obtenues par INDRA sur le système Xe + Sn à 45 MeV/u, après simulation du filtre expérimental constitué par les hodoscopes. Ces courbes sont tout à fait comparables aux résultats présentés par le système La + La à même énergie, excepté le pic créé par l'impureté d'oxygène.

On notera que pour un système symétrique, les hodoscopes détectent environ 60% seulement de la charge du projectile, c'est-à-dire 30% de la charge du système.

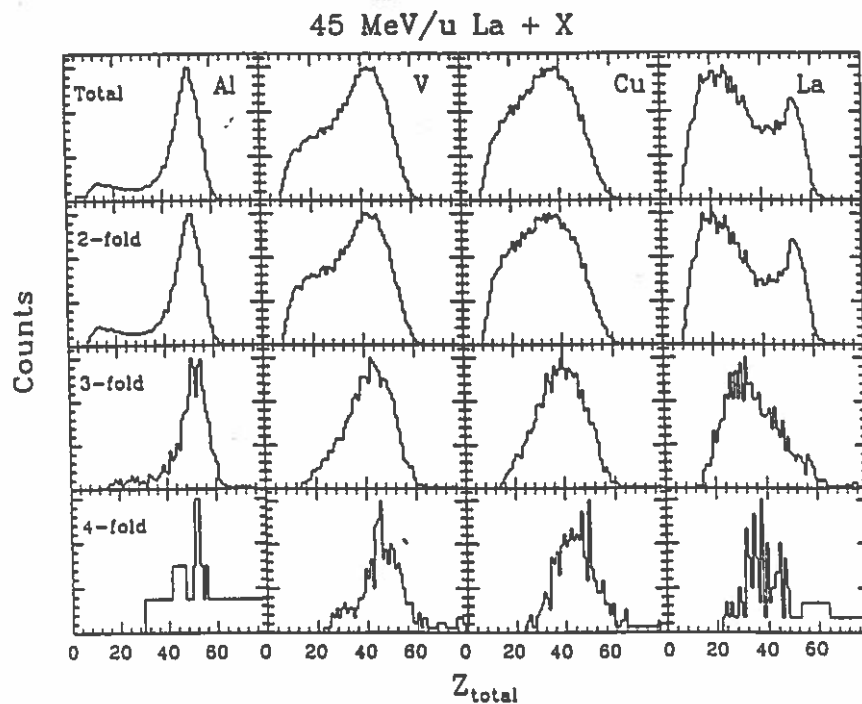


Figure V.7 : Distribution en charge totale, pour les systèmes La + Al, V, Cu, La à 45 MeV/u. Extraite de la référence (CHO 93).

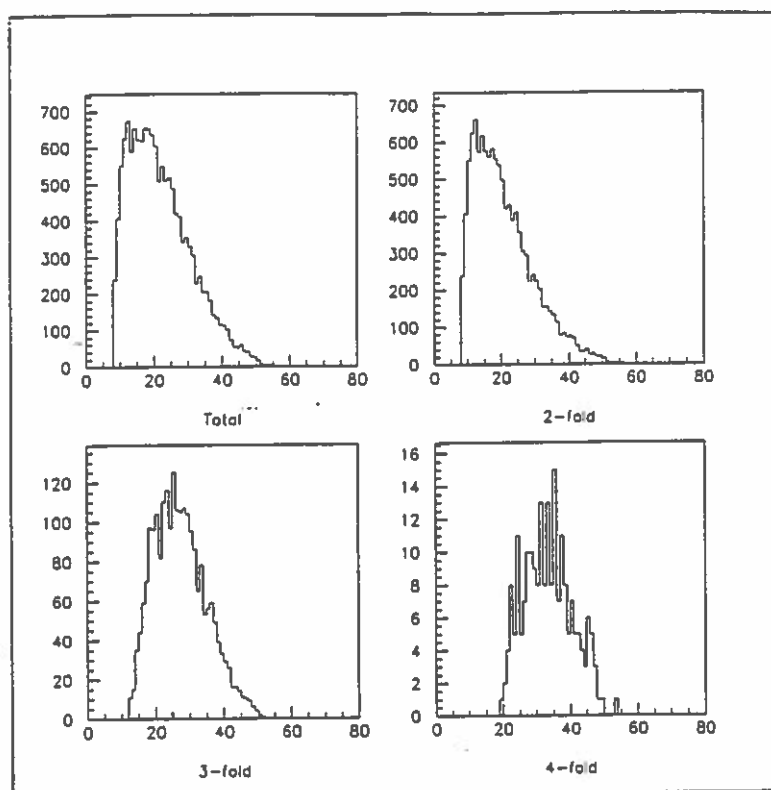


Figure V.8 : Distribution en charge totale pour le système Xe + Sn à 45 MeV/u, après reproduction du filtre constitué par les hodoscopes.

I.3.3. Probabilités d'émission de n fragments

La nature statistique du mode de désexcitation des noyaux fortement excités est déduite des courbes présentées sur la figure V.1. L'échelle portée en abscisse est l'énergie d'excitation par nucléon du noyau source, calculée dans le cadre d'un modèle de transfert massif.

L'hypothèse du modèle est qu'une partie du noyau le plus léger (ici la cible) fusionne avec la totalité du noyau le plus lourd (ici le projectile).

La vitesse de source V_s est calculée en principe à partir de l'ensemble des particules émises par le noyau de fusion :

$$\vec{V}_s = \frac{\sum_i m_i \vec{V}_i}{\sum_i m_i} \quad (\text{V.1})$$

Elle est dans le cas présent estimée à partir des fragments de charge $Z \geq 4$ détectés dans les hodoscopes.

L'intérêt du modèle est d'accéder facilement à une estimation de l'énergie d'excitation d'un noyau. La critique que l'on peut faire est qu'il existe des méthodes plus précises pour déterminer une énergie d'excitation (Voir par exemple la référence (DOR94)). De plus, la distinction lourd-léger dans le cas d'un système symétrique tel que $\text{La} + \text{La}$ n'a pas de sens. Enfin, l'émission de prééquilibre n'est pas prise en compte.

Expérimentalement, nous avons accès à la multiplicité totale détectée N_c . Les figures V.9 et V.10 montrent la relation entre l'énergie d'excitation E^* et les multiplicités totales produites et détectées par INDRA, dans le cas d'un noyau d'Au. On constate que le code prévoit une forte corrélation entre E^* et N_c , et que cette corrélation n'est pas altérée par le détecteur. La multiplicité totale détectée N_c semble donc une bonne mesure de l'énergie d'excitation d'un noyau de fusion incomplète.

La figure V.11 présente les probabilités de détection de n fragments de charge $Z \geq 4$, pour le système $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 45 MeV/u, lorsque le filtre expérimental se compose des hodoscopes. L'énergie d'excitation portée en abscisse est calculée par le code EDMON à partir de la multiplicité totale de particules chargées détectée N_c .

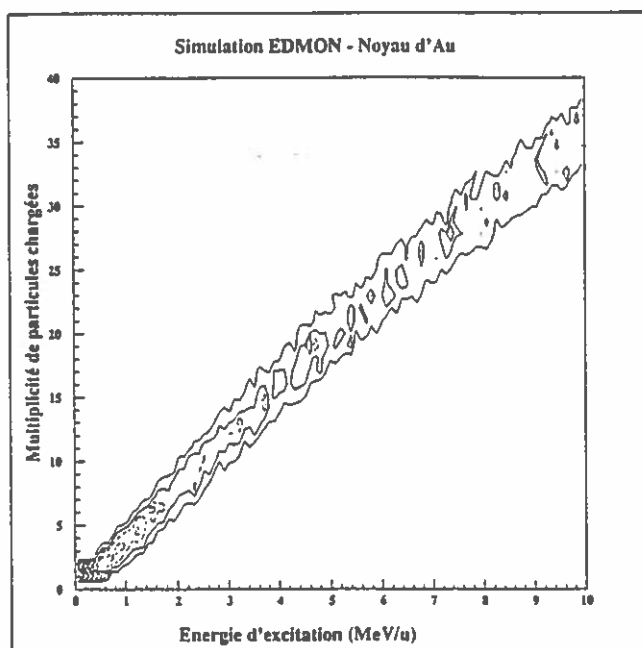


Figure V.9 : Relation entre l'énergie d'excitation E^* et la multiplicité totale de particules chargées N_c émises par un noyau d' ^{197}Au . Calculée par le code EDMON.

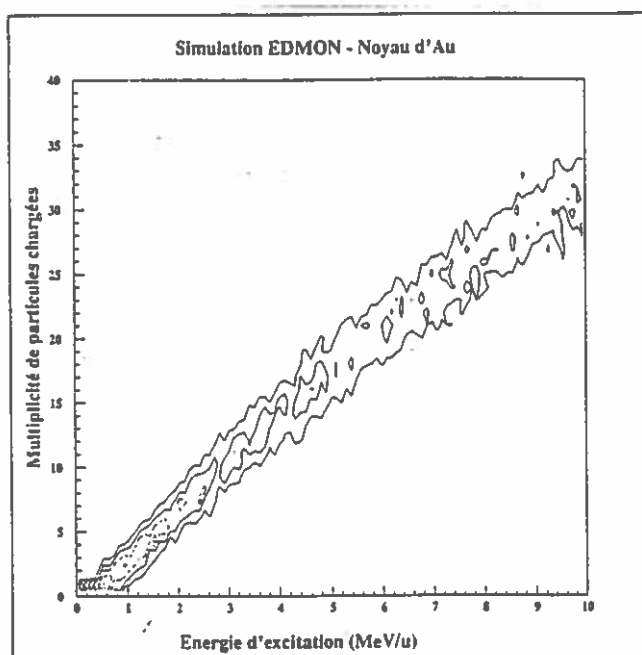


Figure V.10 : Relation entre l'énergie d'excitation E^* et la multiplicité totale de particules chargées N_c détectées par INDRA. Calculée par le code EDMON pour un noyau d' ^{197}Au .

Qualitativement, les résultats observés sur le système La + La à 45 MeV/u sont bien retrouvés : faible décroissance avec l'énergie d'excitation du nombre d'événements à 2 fragments détectés, et augmentation du nombre d'événements à 3 et 4 fragments détectés. La figure V.12 montre ce que deviennent ces probabilités avec les seuils en énergie et la couverture spatiale d'INDRA. On constate que la décroissance avec l'énergie d'excitation du nombre d'événements à deux fragments détectés est beaucoup plus rapide. La probabilité de détecter 3 fragments devient une fonction décroissante, et la proportion d'événements à 4 ou 5 fragments a fortement augmenté.

L'origine de ces différences est due à la faible efficacité du dispositif expérimental utilisé dans la référence (CHO 93). Nous avons en effet vérifié, qu'en moyenne, lorsque les hodoscopes détectent n fragments de charge $Z \geq 4$, INDRA détectait en fait entre 1 et 2 fragments supplémentaires.

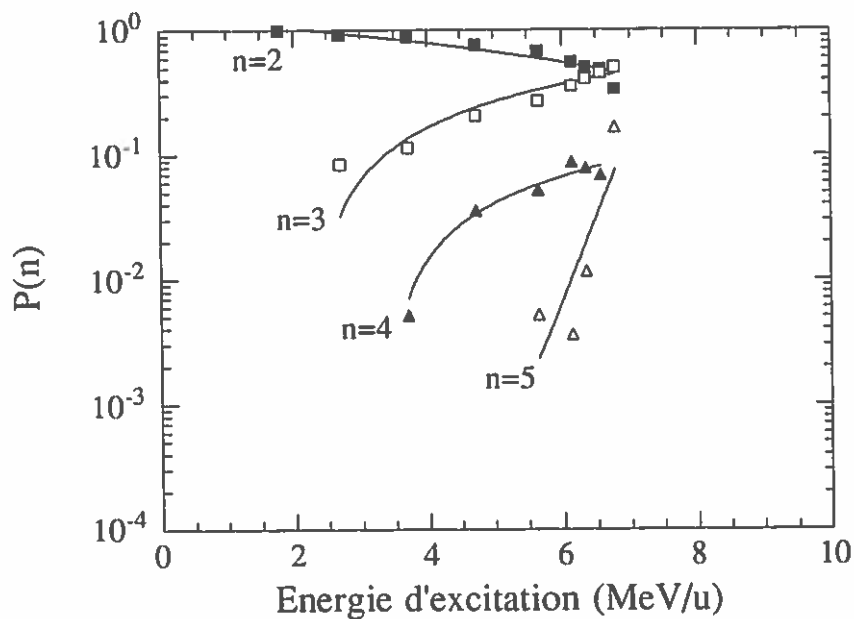


Figure V.11 : Simulation des probabilités de détection de n fragments de charge $Z \geq 4$ dans les hodoscopes, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon, pour le système Xe + Sn à 45 MeV/u.

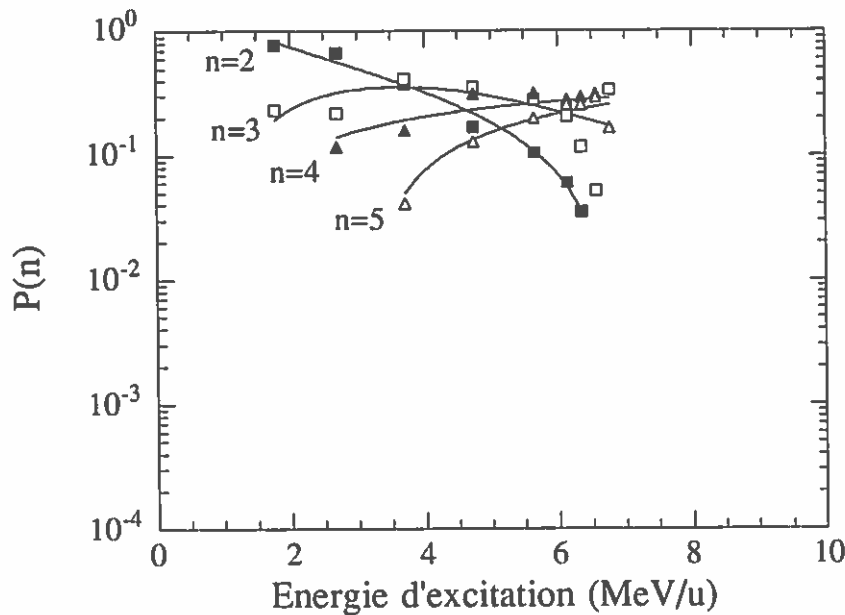


Figure V.12 : Evolution des probabilités de détection de n fragments de charge $Z \geq 4$, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon, pour le système Xe + Sn à 45 MeV/u.

I.4. Conclusion

Pour le système symétrique La + La, une couverture incomplète de l'espace ainsi que les seuils d'identification en énergie élevés des hodoscopes ont conduit à une mauvaise reconstitution des événements à n fragments.

Pour les systèmes plus asymétriques, nous n'avons pas de points de comparaison. Les événements sont mieux détectés, donc les distributions de probabilité de fragments sont certainement plus correctes.

Par conséquent, les résultats expérimentaux présentés sur la figure V.1, qui semblaient indiquer une universalité des distributions de probabilité quelle que soit la cible, ne seraient en fait qu'un artefact du dispositif expérimental utilisé.

II. Mode de désexcitation des noyaux

II.1. Problématique

Des informations sur les mécanismes de la multifragmentation ont été apportées récemment (LOU 94). L'étude est basée sur les corrélations angulaires entre les fragments détectés dans les réactions $\text{Ar} + \text{Au}$ à 30 MeV/u et 60 MeV/u. Afin de déterminer l'intervalle de temps τ séparant chaque cassure binaire, dans l'hypothèse d'un processus séquentiel, ces données expérimentales ont été comparées aux prédictions d'un code de multifragmentation statistique (BON 85). On suppose dans le programme que l'émission des fragments est séquentielle, et que leurs trajectoires peuvent être modifiées par l'interaction coulombienne avec les autres fragments. Les résultats obtenus indiquent que pour les collisions les plus centrales, le temps d'émission des fragments évolue de 500 fm/c à 50 fm/c lorsque l'énergie de bombardement varie de 30 MeV/u à 60 MeV/u (Figure V.13). Ceci correspond, d'après les auteurs, à la transition d'un mécanisme de désintégration séquentielle vers un mécanisme de cassure simultanée, considéré comme une signature de la multifragmentation.

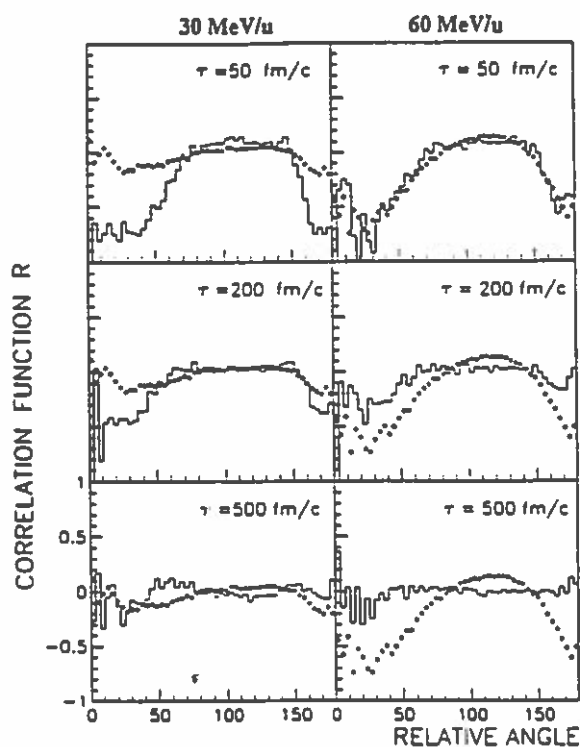


Figure V.13 : Angle relatif entre chaque couple de fragments pour les événements à trois fragments de la réaction $\text{Ar} + \text{Au}$ à 30 MeV/u et 60 MeV/u. Les points représentent les

données expérimentales. Les histogrammes sont les résultats de la simulation. Extrait de la référence (LOU 94).

II.2. Discussion

Dans la référence (MOR 94), Moretto suggère que la diminution du temps d'émission des fragments est la conséquence de l'augmentation de l'énergie d'excitation des noyaux, et que le processus d'émission reste séquentiel. La démonstration s'appuie sur les distributions en multiplicité de fragments obtenues avec un détecteur 4π à faibles seuils d'identification (Miniball de MSU).

II.2.1. Aspects théoriques

Dans le cadre d'un modèle statistique, on peut définir une probabilité de cassure binaire d'un noyau à la température T , et par unité de temps (MOR 94), par :

$$p = \exp \left(- \frac{B}{T} \right) \quad (\text{V.2})$$

où B est la barrière pour la voie de désexcitation considérée.

Des calculs obtenus à partir d'un modèle de goutte liquide prévoient que, pour des systèmes pas trop lourds, et pour un large domaine en asymétrie de masse, la barrière de fission B est pratiquement constante.

Le temps de vie τ du noyau vis-à-vis de la fission est alors directement relié à sa température :

$$\tau = \tau_0 \exp \left(- \frac{B}{T} \right) \quad (\text{V.3})$$

Comme de plus l'énergie d'excitation E^* du noyau est reliée à sa température T par :

$$E^* = aT^2 \quad (\text{V.4})$$

où a est le paramètre de densité de niveaux,

alors la courbe représentant $\text{Log}\left(\frac{1}{p}\right)$ en fonction de $\frac{1}{\sqrt{E^*}}$ est une droite.

II.2.2. Aspects expérimentaux

La nature séquentielle du mode de désexcitation des noyaux a été testée à partir des distributions en multiplicité de fragments ($3 \leq Z \leq 20$).

Si le noyau peut être décrit comme un système ayant m fois la possibilité d'émettre un fragment, et si la probabilité p d'émission est constante à chaque tentative, alors la distribution de probabilité expérimentale des fragments sera voisine d'une distribution binomiale (voir Annexe 2).

La probabilité d'émettre n fragments est, dans ce cas :

$$P(n) = \frac{m!}{n! (m-n)!} p^n (1-p)^{m-n} \quad (V.5)$$

Les valeurs expérimentales de p et de m , pour chaque énergie d'excitation, sont déduites de la multiplicité moyenne de fragments $\langle n \rangle$ et de la variance σ^2 des distributions :

Soit :

$$p = 1 - \frac{\sigma^2}{\langle n \rangle} \quad (V.6)$$

$$m = \frac{\langle n \rangle^2}{\langle n \rangle - \sigma^2} \quad (V.7)$$

Les figures V.14 et V.15 montrent l'évolution des coefficients p et m en fonction de l'énergie transverse E_t , pour le système Ar + Au à 80 MeV/u et 110 MeV/u. Ces résultats sont extraits de la référence (MOR 94). Les auteurs supposent que l'énergie transverse E_t du système est proportionnelle à son énergie d'excitation E^* .

On constate que la courbe présentée figure V.14 est linéaire sur deux ordres de grandeurs, ce qui est en accord avec la relation V.2. Une faible courbure apparaît cependant aux faibles énergies d'excitation.

On constate également que le coefficient m est indépendant de l'énergie transverse au-dessus de 350 MeV, et qu'il dépend peu de l'énergie de bombardement (figure V.15). L'interprétation donnée par Moretto est que ce coefficient reflète des effets dynamiques, les fragments étant émis de manière statistique par une source en expansion (modèle de Friedman, (FRI 90)). Nous proposons une interprétation différente dans le paragraphe suivant.

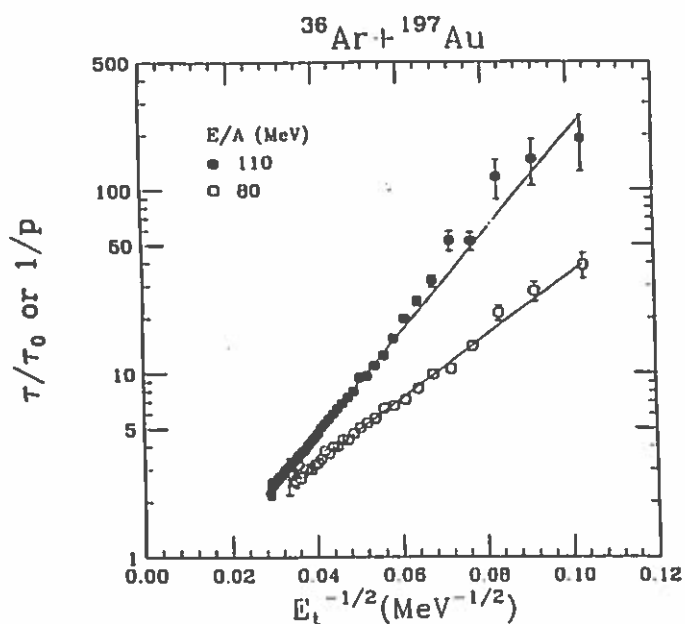


Figure V.14 : Evolution de $\text{Log}(1/p)$ en fonction de $(E_t)^{-1/2}$, pour le système Ar + Au à 80 MeV/u et 110 MeV/u. E_t représente l'énergie transverse dans l'événement. Extrait de la référence (MOR 94).

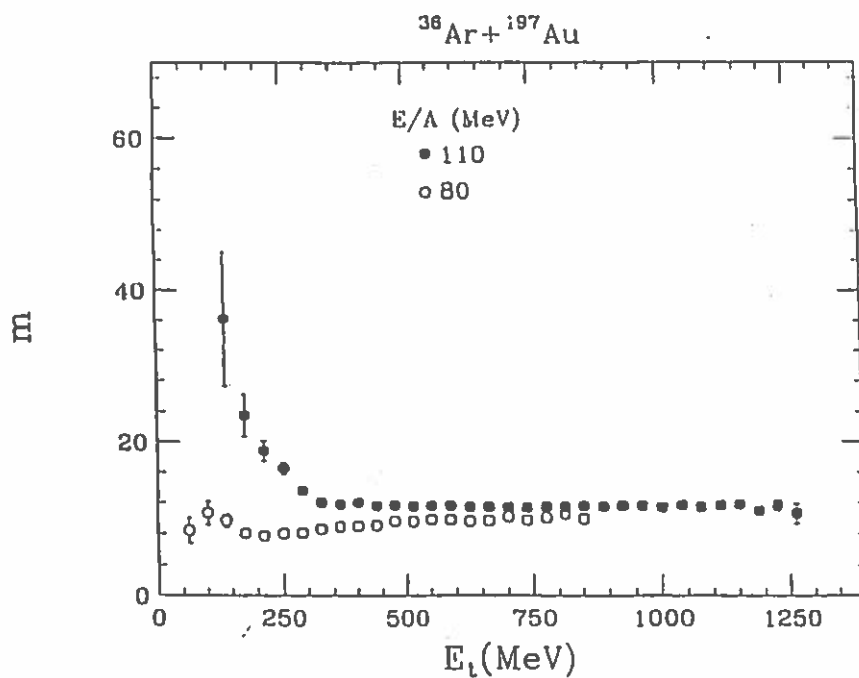


Figure V.15 : Evolution du coefficient m en fonction de l'énergie transverse E_t , pour le système Ar + Au à 80 MeV/u et 110 MeV/u. Extrait de la référence (MOR 94).

II.2.3. Résultats expérimentaux obtenus avec INDRA

Nous avons effectué la même étude sur le système Xe + Sn, à 25, 39, et 50 MeV/u. La figure V.16 donne la dépendance du coefficient p avec la multiplicité totale de particules chargées N_c . La forte corrélation de cette observable avec l'énergie d'excitation du système permet une comparaison qualitative de nos données avec les résultats présentés par MSU.

On constate que la dépendance linéaire attendue est retrouvée à 25 MeV/u et 39 MeV/u. Par contre, à 50 MeV/u, il apparaît une rupture brutale de pente pour les collisions les plus périphériques. Le changement de pente observé à 25 MeV/u pourrait être lié à la fission du quasi-projectile dans les collisions périphériques. D'autre part, la pente dépend fortement de l'énergie incidente entre 25 MeV/u et 39 MeV/u, et reste ensuite pratiquement constante lorsque l'énergie incidente augmente jusqu'à 50 MeV/u.

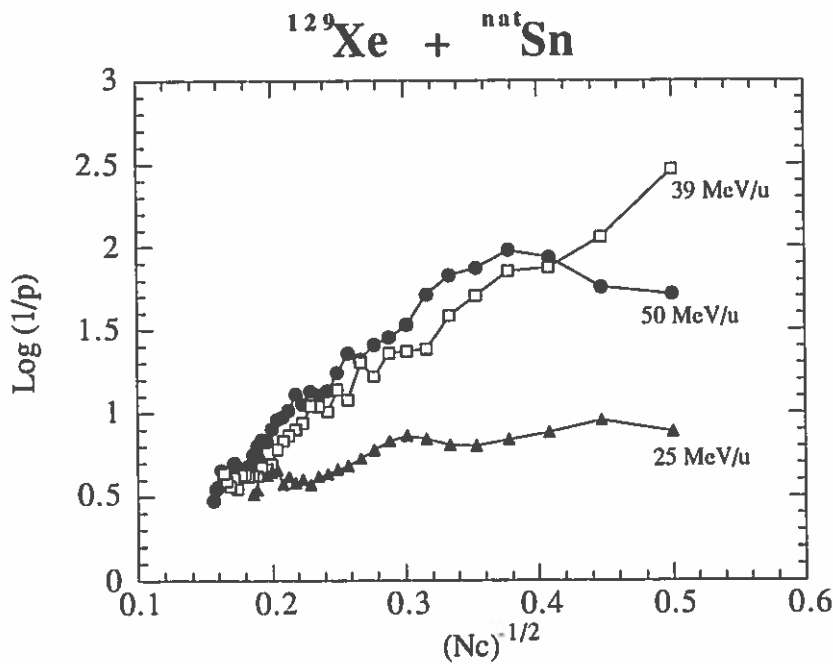


Figure V.16 : Evolution de $\text{Log}(1/p)$ en fonction de $(N_c)^{1/2}$, pour le système Xe + Sn à 25, 39, et 50 MeV/u. N_c représente la multiplicité totale de particules chargées.

La figure V.17 décrit l'évolution de m en fonction de N_c , pour le système Xe + Sn à 25, 39, et 50 MeV/u. Les résultats sont différents de ceux présentés figure V.15. Ils montrent une augmentation de m avec N_c , puis une saturation suivie d'une décroissance pour les collisions les plus violentes. Nous pensons que cette dépendance de m avec N_c est directement liée à la possibilité pour chaque fragment primaire émis d'émettre à son tour d'autres fragments secondaires. Pour les collisions les plus violentes, quelques

fragments produits possèdent suffisamment d'énergie pour se dissocier en particules légères, conduisant ainsi à une diminution de m .

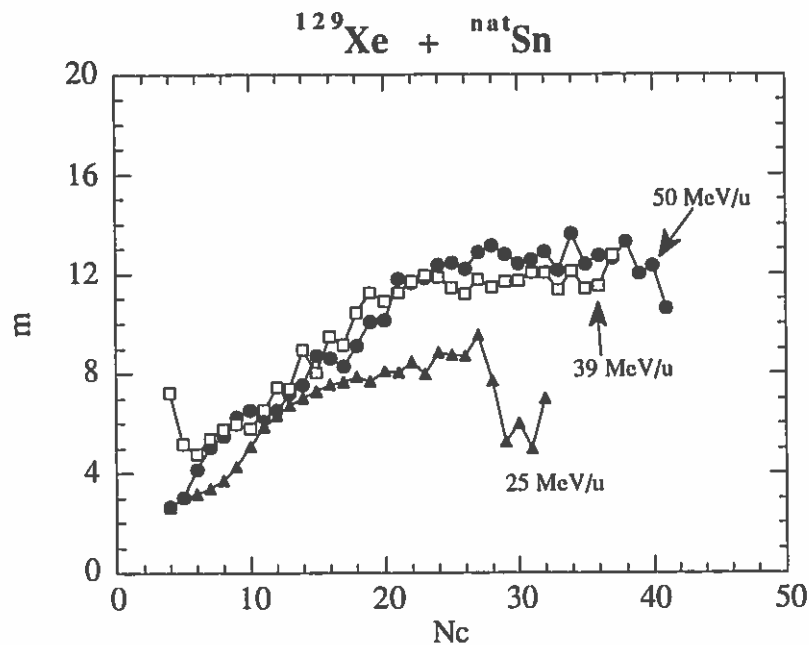


Figure V.17 : Evolution du coefficient m en fonction de la multiplicité totale de particules chargées N_c , pour le système Xe + Sn à 25, 39, et 50 MeV/u.

Il est intéressant de pouvoir justifier une telle interprétation avec la simulation. Les figures V.18 et V.19 présentent les valeurs de p et de m déduites des distributions de fragments calculées par le code EDMON pour un noyau d'Au. Ce noyau possède approximativement une charge et une masse comparables à celles du système composite Xe + Sn, après élimination de la phase de prééquilibre. On rappelle que notre code décrit une désexcitation séquentielle des noyaux, qu'un fragment possédant suffisamment d'énergie d'excitation peut à son tour émettre des fragments, et que la vaporisation totale du système n'est jamais atteinte. On voit que la courbe de la figure V.18 est linéaire, et que le coefficient m augmente régulièrement avec l'énergie d'excitation (Figure V.19).

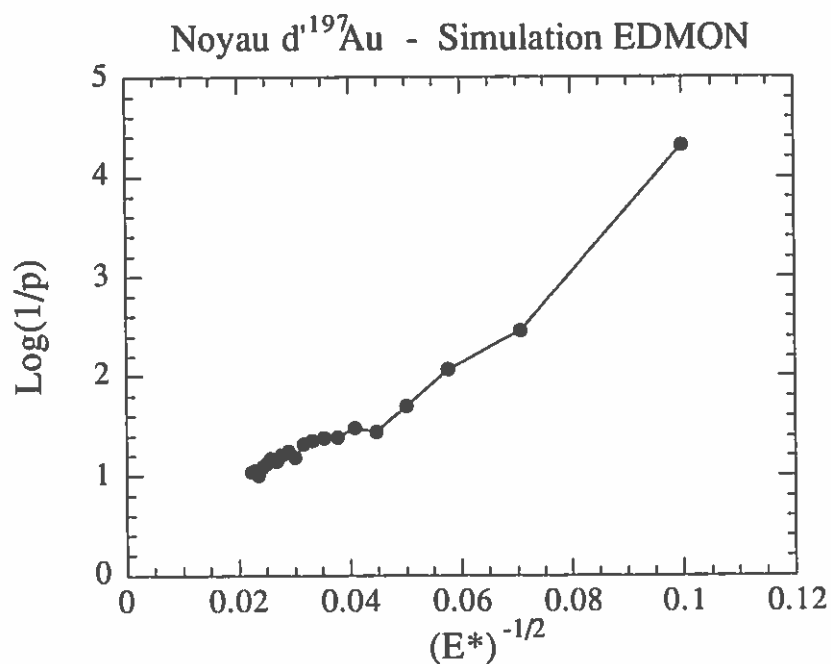


Figure V.18 : Evolution de $\text{Log}(1/p)$ en fonction de $(E^*)^{-1/2}$, calculée pour un noyau d'Au avec le code EDMON. E^* représente l'énergie d'excitation du noyau d'Au.

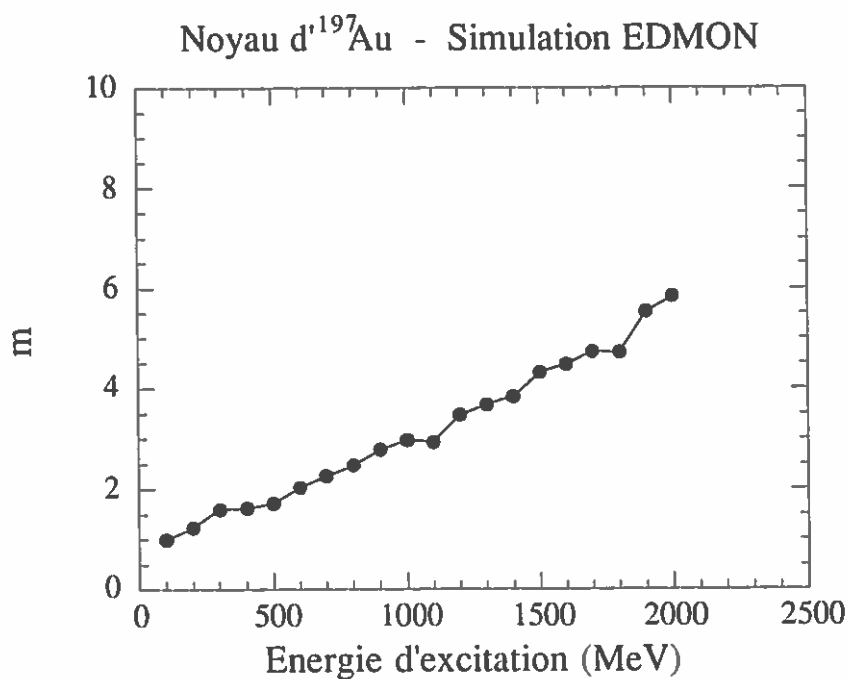


Figure V.19 : Evolution de m en fonction de l'énergie d'excitation E^* d'un noyau d'Au. Calculée à partir du code EDMON.

En résumé, nos résultats expérimentaux semblent indiquer un mode de décroissance séquentiel des noyaux, les fragments émis pouvant eux-mêmes se désexciter, ce qui peut mener jusqu'à une dissociation complète du système en particules légères.

La figure V.20 montre l'évolution de $\frac{\sigma^2}{\langle n \rangle}$ en fonction de N_c à 25, 39, et 50 MeV/u.

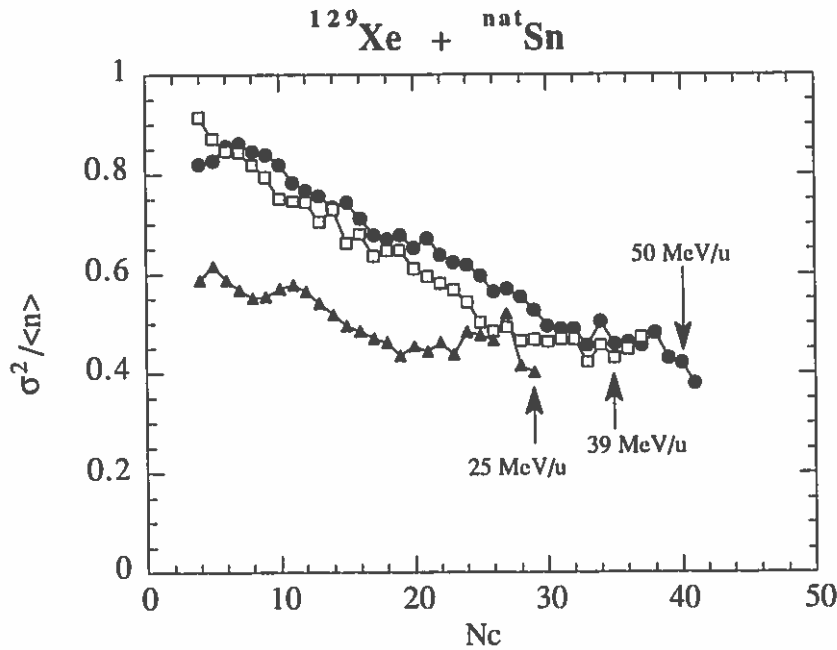


Figure V.20 : Evolution de $\sigma^2/\langle n \rangle$ en fonction de la multiplicité totale de particules chargées N_c , pour le système Xe + Sn, à 25, 39, et 50 MeV/u.

Excepté pour les plus grandes valeurs de N_c , les courbes obtenues à 39 MeV/u et 50 MeV/u décroissent régulièrement lorsque N_c augmente, de sorte que les distributions s'éloignent d'une distribution de Poisson. Cette décroissance est la conséquence naturelle de l'augmentation de la probabilité p d'émettre un fragment en fonction de l'énergie d'excitation puisque l'on a, dans le cas d'une distribution binomiale :

$$\frac{\sigma^2}{\langle n \rangle} = 1 - p \quad (\text{V.8})$$

Une interprétation en termes d'effets de taille finie du système, telle qu'elle est donnée habituellement, ne semble donc pas correcte. On notera également que les distributions obtenues à 25 MeV/u ne suivent pas une loi de Poisson, même pour les plus faibles valeurs de N_c .

III. Influence du nombre de sources

La relation entre l'énergie d'excitation et la multiplicité totale N_c présentée au paragraphe I est établie pour un noyau de fusion incomplète. L'analyse du paragraphe II porte sur les distributions de multiplicités de fragments émis par l'ensemble du système. Dans les deux cas, cela revient à considérer la désexcitation d'une seule source. Pourtant, les résultats expérimentaux montrent (MET 95) que la section efficace de réaction est constituée principalement par des collisions binaires. Nous étudions dans ce paragraphe la possible influence du mécanisme de réaction sur la détection des particules légères et des fragments.

La figure V.21 montre l'évolution de la multiplicité totale détectée moyenne $\langle N_c \rangle$ en fonction de l'énergie d'excitation du système, dans le cas d'un noyau de fusion (EDMON) ou de collisions binaires (GENEVE). Les multiplicités totales moyennes du quasi-projectile et de la quasi-cible sont notées $\langle N_{c1} \rangle$ et $\langle N_{c2} \rangle$.

On a vu au paragraphe I.3.3 que le code EDMON prévoit une forte corrélation entre l'énergie d'excitation par nucléon ϵ^* et la multiplicité totale produite, et que cette corrélation n'est pas altérée par le détecteur. On constate ici que la relation prévue entre ϵ^* et N_c est de plus très peu sensible au mécanisme de réaction. Ces résultats justifient le remplacement de l'énergie d'excitation par la multiplicité totale effectué au paragraphe II.2.3.

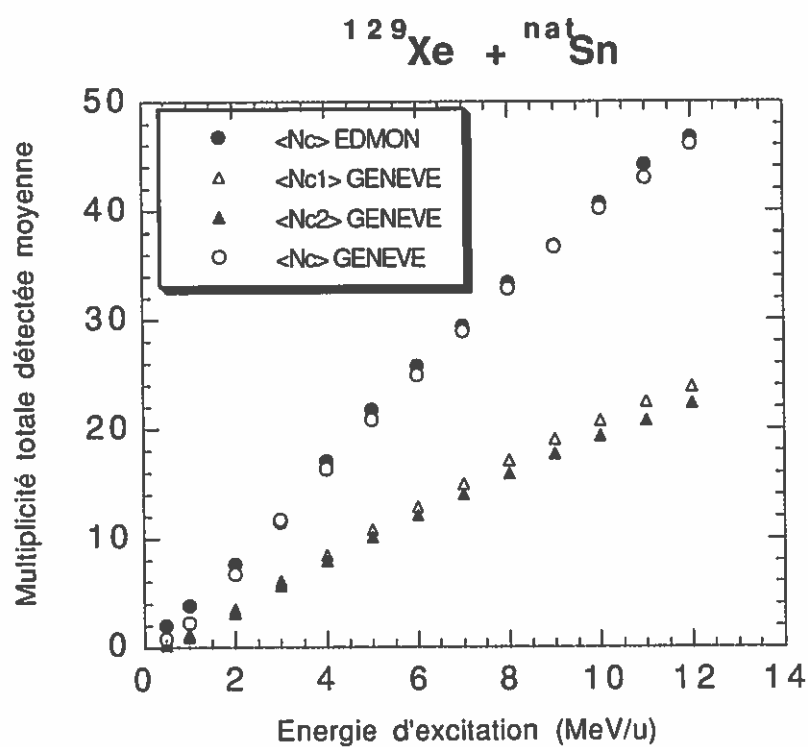


Figure V.21 : Evolution des multiplicités totales moyennes en fonction de l'énergie d'excitation et du mécanisme de réaction.

Conclusion

Cette thèse est une contribution à l'étude des mécanismes de formation et de désexcitation des noyaux excités. On cherche notamment à comprendre la multifragmentation des noyaux, caractérisée par l'émission en un temps très court de nombreux fragments de masses intermédiaires. Ce mode de désexcitation intervient lorsque l'énergie d'excitation atteint des valeurs élevées, typiquement 5 MeV/u.

Les différents modèles théoriques qui tentent de décrire ce mécanisme peuvent être classés en deux groupes, dynamiques et statistiques.

Les modèles dynamiques décrivent l'interaction entre deux noyaux en fonction du temps de collision. Ils prennent en compte à la fois l'influence du champ moyen et l'interaction à deux corps entre nucléons.

Les modèles statistiques s'intéressent à la désexcitation des systèmes nucléaires formés. Ils reposent en général sur un formalisme emprunté à la thermodynamique statistique, ou sur une généralisation des approches utilisées à basse énergie d'excitation.

Les caractéristiques d'un système qui multifragmente, telles que sa taille, son énergie d'excitation, ou le temps d'émission des fragments, sont contenues par l'ensemble des particules émises au cours d'une collision. Il est par conséquent nécessaire d'utiliser un détecteur capable de déterminer les charges et les énergies du plus grand nombre de ces particules.

INDRA est un multidétecteur 4π de particules légères chargées et de fragments, caractérisé par une granularité élevée et par des seuils d'identification en énergie faibles. Une grande dynamique d'identification en énergie a été obtenue en associant différents types de détecteurs, et en réalisant un double codage en charge des impulsions.

L'utilisation de télescopes triples aux angles avants, obtenus en intercalant un détecteur Silicium entre les chambres d'ionisation et les scintillateurs, permet d'éviter une coupure haute énergie dans les distributions en énergie des fragments. La calibration de ces jonctions Silicium a été réalisée à partir de points d'étalonnage en particules légères (source alpha et flux secondaires), et en projectiles lourds (faisceaux à basses et hautes énergies).

En raison de la particularité de l'électronique utilisée, et après un examen des résultats publiés dans la littérature, nous avons décidé de développer une nouvelle méthode d'estimation du défaut de collection.

L'ensemble de ce travail a conduit à une précision moyenne de 1,5% de l'étalonnage des 180 détecteurs Silicium, aussi bien pour les particules légères que pour les fragments. La grande qualité de cet étalonnage a par ailleurs permis de calibrer les scintillateurs.

Les premiers résultats expérimentaux obtenus pour le système Xe + Sn, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u, sont présentés dans le chapitre IV. L'étude du système lourd quasi-symétrique Xe + Sn se place dans le cadre d'une étude plus générale portant sur les effets liés à la taille et à l'asymétrie de masse des systèmes. Les données présentées concernent principalement le nombre et la taille des noyaux détectés, ainsi que leurs corrélations.

Un résultat important observé pour les collisions périphériques est la décroissance de la production de fragments de charges comprises entre 20 et 35 lorsque l'énergie de bombardement augmente. La fission du quasi-projectile, ou éventuellement de la quasi-cible, est une explication possible. Ce mode de désexcitation pourrait être provoqué par une grande sensibilité de la probabilité de fission avec l'échange de nucléons, ou par une évolution avec l'énergie incidente du moment angulaire des noyaux. Ces hypothèses seront étudiées à partir des corrélations angulaires entre fragments.

Différents résultats expérimentaux ont été comparés aux prédictions du simulateur GENEVE. Les modèles développés dans ce code permettent de reproduire la plupart des données observées aux faibles énergies de bombardement. La collision entre deux noyaux y est décrite par deux étapes successives. Dans un premier temps, l'interaction entre les noyaux projectile et cible conduit à la formation d'un noyau de fusion incomplète, ou à une collision de type profondément inélastique. La deuxième étape est la désexcitation du ou des noyaux excités formés, décrite par une série de cassures binaires successives.

Le désaccord le plus marquant entre les données et les calculs théoriques est la sous-estimation de la production de fragments de masses intermédiaires, quelle que soit l'énergie incidente. La recherche de l'origine spatiale de ces fragments permettra d'améliorer les modèles.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude du mode de désexcitation des noyaux. L'approche présentée consiste à tester l'hypothèse de cassures binaires successives à partir des distributions en multiplicité de fragments. Les résultats obtenus avec la Miniball pour le système Ar + Au à 80 MeV/u et 110 MeV/u sont en accord avec cette hypothèse. La même

analyse, menée sur les données d'INDRA, a montré des différences par rapport aux résultats de MSU. Il semble cependant que le mécanisme de désexcitation des noyaux reste de type statistique et séquentiel, même pour des énergies d'excitation élevées.

Annexe 1 : Libre parcours moyen des nucléons dans la matière nucléaire.

Le concept de libre parcours moyen est commun à différents domaines de la physique. Il est facilement pris en compte au niveau d'un code Monte-Carlo.

Lorsqu'une particule traverse une certaine épaisseur de matière nucléaire, la probabilité $P(x)dx$ pour qu'une interaction nucléon-nucléon se produise entre les distances x et $x+dx$ est :

$$P(x)dx = \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) dx \quad (1)$$

où λ est le libre parcours moyen du nucléon :

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} xP(x)dx}{\int_0^{\infty} P(x)dx} \quad (2)$$

Cette quantité correspond physiquement à une distance moyenne parcourue par une particule entre chaque interaction.

Au niveau d'un code Monte-Carlo, cela revient à tirer un nombre aléatoire u ($0 \leq u \leq 1$), de sorte que :

$$u = \int_0^x P(x)dx \quad (3)$$

(1) et (3) conduisent à :

$$x(u) = -\lambda \text{Log}(1 - u) \quad (4)$$

Il reste ensuite à comparer la distance "aléatoire" $x(u)$ à une distance de référence D . Dans le cas présent, D correspond à la distance séparant le nucléon du bord du noyau, c'est-à-dire la distance maximale qui peut être parcourue par ce nucléon dans la matière nucléaire. On admet alors qu'il y a interaction uniquement si $x(u) \leq D$.

Annexe 2 : Eléments de statistiques

Les statistiques permettent d'estimer le résultat de processus aléatoires, de déterminer l'incertitude sur les mesures effectuées, et parfois de conclure sur la nature aléatoire ou non des mécanismes étudiés.

Expérimentalement, un grand nombre de mesures de tels processus conduit à une distribution de probabilité de l'ensemble des résultats possibles. Pour différents domaines de la physique, on constate que les distributions expérimentales obtenues peuvent en général être décrites par quelques distributions théoriques simples. La distribution la plus générale que nous présentons est la distribution binomiale. Les distributions de Poisson et de Gauss en sont des cas particuliers.

1. La distribution binomiale

Elle est obtenue lorsque l'on fait m essais indépendants, le résultat de chaque essai ne pouvant prendre que deux valeurs, succès ou échec. Si p est la probabilité de succès pour chaque essai, alors la probabilité d'obtenir n succès est donnée par la loi binomiale :

$$P(n) = \frac{m!}{n!(m-n)!} p^n (1-p)^{m-n} \quad (1.a)$$

avec $0 \leq n \leq m$

La valeur moyenne $\langle n \rangle$ et la variance σ^2 de cette distribution sont :

$$\langle n \rangle = mp$$

$$\sigma^2 = mp(1-p)$$

2. La distribution de Poisson

C'est la forme asymptotique d'une distribution binomiale lorsque la probabilité p est très faible (typiquement $p \leq 0.05$). La distribution de probabilité devient :

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n \exp(-\langle n \rangle)}{n!} \quad (1.b)$$

avec $0 \leq n \leq m$

et :

$$\langle n \rangle = mp$$

$$\sigma^2 = \langle n \rangle$$

3. La distribution Gaussienne

Si la valeur moyenne de la distribution est suffisamment élevée (typiquement $\langle n \rangle \geq 20$), la distribution binomiale s'approche d'une distribution gaussienne. On obtient :

$$P(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(n-\langle n \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.c)$$

$$0 \leq n \leq m$$

avec, comme pour une distribution de Poisson :

$$\langle n \rangle = mp$$

$$\sigma^2 = \langle n \rangle$$

Références

- (AIC 86) : J. Aichelin, Phys. Lett. 176B(86)14.
- (AUG 87) : F. Auger, Phys. Rev. C35(87)190.
- (BAS 74) : R. Bass, Nucl. Phys. A231(74)45.
- (BEN 94) : A. Benkirane, Thèse GANIL, 1994.
- (BEN 95) : J. Benlliure, thèse, Valence (Espagne), 1995.
- (BER 93) : A. Bertaut, thèse, Ganil, 1993.
- (BIE 68) : J.P. Biersack, Zeit. Phys. 211(68)495.
- (BIZ 93) : G. Bizard, Phys. Lett. B302(93)162.
- (BON 85) : J. Bondorf, Nucl. Phys. A443(85)321.
- (BON 85) : J. Bondorf, Nucl. Phys. A444(85)60.
- (BOR 91) : B. Borderie, Zeit. Phys. A338(91)369.
- (BOW 91) : D.R. Bowman, Phys. Rev. Lett. 67(91)1527.
- (BOW 92) : D.R. Bowman, Phys. Rev. C46(92)1834.
- (CHA 88) : B. Charity, Nucl. Phys. A483(88)371.
- (CHAR 93) : M. Chartier, Stage de DEA, Juin 93.
- (CHO 93) : P. Roussel-Chomaz, Nucl. Phys. A551(93)508.
- (COP 90) : N. Copinet, thèse, Ganil, 1990.
- (DOR 94) : D. Doré, Phys. Lett. B323(94)103.
- (DRE 90) : P. Dreier, NIM A288(90)272.
- (DUR 92) : D. Durand, Nucl. Phys. A541(92)266.
- (DUR 93) : D. Durand, LPCC 93-16.
- (E209) : Proposition d'expérience E209, GANIL, février 92.
- (E210) : Proposition d'expérience E210, GANIL, février 92.
- (EQU 88) : B. Equer, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Maubuisson, Sept 88.
- (FIN 79) : E.C. Finch, NIM 163(79)467.
- (FON 88) : F. Fontanelli, NIM A269(88)603.
- (FRI 90) : W.A. Friedman, Phys. Rev. C42(90)667.
- (GAN 91) : Commandes et contrôles d'INDRA, juillet 91.
- (GAN 93) : Programme scientifique du détecteur INDRA, GANIL P 93 11.
- (GAN 93) : Nouvelles du Ganil, février 93.
- (GRA 83) : P. Grangé, Phys. Rev. C27(83)2063.
- (GRA 84) : P. Grangé, Nucl. Phys. A428(84)37c
- (GRO 87) : D.H. Gross, Nucl. Phys. A461(87)641.
- (GRO 93) : D.H.E. Gross, Nucl. Phys. News, vol 3, n°3, 1993.

- (GUE 88) : C. Guet, Phys. Lett. B205 (88)427.
- (HUB 89) : F. Hubert, NIM B36(89)357.
- (IND 94 a) : Présentation du détecteur, à paraître dans NIM.
- (IND 94 b) : Présentation de l'électronique du détecteur, à paraître dans NIM.
- (KAU 74) : S.B. Kaufman, NIM 115(74)47.
- (KEH 92) : W.L. Kehoe, NIM A311(92)258.
- (KES 69) : S. Keszthelyi-Landori, NIM 68(69)9.
- (KRA 79) : H.J. Krappe, Phys. Rev. C20(79)992.
- (LEO 87) : W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Physics experiments, springer-verlag, 1987.
- (LOI 81) : J-M. Loiseaux, Nucl. Phys. A354(81)415c.
- (LOU 94) : M. Louvel, Phys. Lett. B320(94)221.
- (MET 95) : V. Metivier, Thèse, 1995, et communication privée.
- (MOR 93) : L.G. Moretto, Phys. Rev. Lett. 71, 24(93)3935.
- (MOR 94) : L.G. Moretto, Contribution à la conférence d'Hirschegg, Janvier 94.
- (MOU 78) : J.B. Moulton, NIM 157(78)325.
- (NAL 94) : L. Nalpas, Mars 94, communication privée.
- (NGO 88) : C. Ngô, Nucl. Phys. A488(88)233c.
- (OGI 86) : M. Ogihara, NIM A251(86)313.
- (OUA 95) : A. Ouatzerga, thèse Orsay, 1995.
- (POU 94) : J. Pouthas, Avril 94, article à paraître dans NIM.
- (RAW 90) : K.J. Rawlings, NIM A291(90)607.
- (RIV 94) : M-F. Rivet, Mars 94, communication privée.
- (ROU 93) : P. Roussel-Chomaz, Nucl. Phys. A551(93)508.
- (SAI 88) : F. Saint-Laurent, Phys. Lett. B202(88)190.
- (SUR 89) : E. Suraud, Phys. Lett. B229(89)359.
- (WIL 71) : B.D. Wilkins, NIM92(71)381.

Résumé

Ce travail est une contribution à l'étude de la formation et de la désexcitation des noyaux excités produits dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

Les expériences ont été effectuées au GANIL (CAEN) avec le multidétecteur 4π INDRA. Ce détecteur de particules chargées et de fragments possède une forte granularité, une excellente couverture spatiale, des seuils de détection faibles, ainsi qu'une grande dynamique d'identification en charge et en énergie.

La calibration des détecteurs Silicium a été effectuée avec des particules légères et des ions lourds. Les méthodes habituelles d'estimation du défaut de collection sont critiquées, et une nouvelle méthode est proposée. Nous présentons également des résultats sur la collection des charges dans les détecteurs partiellement désertés.

Une étape importante de l'analyse des données est la comparaison des résultats expérimentaux avec les prédictions de modèles phénoménologiques. Nous présentons dans le chapitre III les mécanismes physiques sur lesquels s'appuient plusieurs de ces modèles.

Dans la dernière partie de ce mémoire, nous présentons les premiers résultats expérimentaux obtenus pour le système Xe + Sn, entre 25 MeV/u et 50 MeV/u. Les études portant sur les distributions en multiplicité de fragments ($3 \leq Z \leq 20$) montrent que les mécanismes physiques ayant produit ces fragments sont différents de ceux qui interviennent pour de plus faibles énergies de bombardement.

Abstract

This work is a contribution to the study of the formation and decay of excited nuclei produced in heavy ion collisions at intermediate energies.

The experiments have been carried out at GANIL (CAEN) with the 4π multidetector INDRA. This is a detector of charged particles and fragments with a high granularity, an excellent space coverage, low detection thresholds, and a large dynamic range in charge and in energy.

The calibration of the Silicium detectors have been performed with light particles and heavy projectiles. Usual methods which calculate the pulse height defect are criticized, and a new method is proposed. We also give experimental results about the charge carriers collection in partially depleted detectors.

Data analysis needs a comparison between experimental results and phenomenological codes. We describe in chapter III the physical ingredients contained in two of this codes.

In the last part, we show the first experimental results obtained with the Xe + Sn system, between 25 MeV/u and 50 MeV/u. Studies on fragment multiplicity distributions show that physical mechanisms which product this fragments are different from those observed at low bombarding energies.

Mots-Clés

Physique nucléaire
Collisions d'ions lourds
Multifragmentation
Multidétecteur INDRA
Défaut de collection
Modélisation
Processus de désexcitation